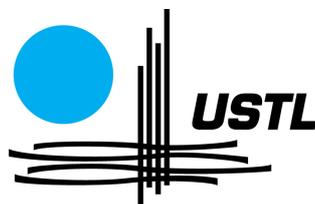


N° d'ordre : 4028

Université des sciences et technologies de Lille



Thèse de doctorat
Présentée par

Nicolas Sarazin

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'université de Lille 1
Discipline : Microondes et microtechnologies

**HEMTs à base de nitrure de gallium :
Evolution vers un nouveau système de matériaux,
une nouvelle génération de composants**

Membres du jury :

Olivier Durand	INSA Rennes	Président du jury
Didier Théron	IEMN	Directeur de thèse
Marie-Antoinette Poisson	Alcatel-Thales III-V Lab	Codirecteur de thèse
Abdallah Ougazzaden	Georgia Tech – CNRS	Rapporteur
Dimitris Pavlidis	Technische Universität Darmstadt	Rapporteur
Jean Di Persio	Alcatel-Thales III-V Lab	Examineur
Christophe Gaquière	IEMN	Examineur
Erwan Morvan	Alcatel-Thales III-V Lab	Examineur
Pierre Burgaud	DGA	Invité

REMERCIEMENTS

--

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit représente le travail réalisé durant 3 années au sein du laboratoire de recherche de Thales Research and Technology puis dans le GIE Alcatel-Thales 3-5 Lab associé à l'IEMN dans le cadre du laboratoire commun TIGER. Je tiens dans un premier temps à remercier Dominique Pons et Jean-Claude Boudenot d'avoir accepté ma candidature en thèse. Je remercie M. Dominique Vernay directeur technique de Thales ainsi que les directeurs successifs de TRT, M. Thierry Beauvais et M. Bertrand Demotes-Mainard pour le bon déroulement de ces travaux. Que Sylvain Delage, chef du groupe microélectronique, reçoive tous mes remerciements pour son soutien lors de ma candidature puis tout au long de ma thèse. Je remercie aussi Jean Louis Gentner, Responsable du groupe Epitaxie, pour son accueil au sein du laboratoire.

Je remercie Marie-Antoinette Poisson qui a permis la réalisation de cette thèse et dont l'expérience en a favorisé son bon déroulement et Didier Théron d'avoir assuré la fonction de directeur de thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Jean Di Persio pour son soutien important et les nombreuses relectures de mon manuscrit ainsi que pour sa participation à mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Olivier Durand d'avoir accepté la présidence de mon jury de thèse, Abdallah Ougazzaden et Dimitris Pavlidis d'avoir accepté d'en être les rapporteurs. Merci aussi à Christophe Gaquière, Pierre Burgaud pour leur participation au jury. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Erwan Morvan pour son encadrement en techno et sa grande motivation à résoudre tous les problèmes que j'ai pu rencontrer. Il est pour beaucoup dans l'avancée des travaux présentés dans cette thèse.

Je remercie aussi tous ceux qui m'ont aidé dans le cadre de mes travaux et qui ont partagé avec moi mes premières années à Thales : Marceline Laurent, Michelle Magis, Raphael Aubry, Stephan Bernard, Maurice Tordjman, Alberto Sozza, Marcel Peschang, Christian Dua, Didier Floriot, Jean-Claude Jacquet, Mikael Richard, Olivier Jardel, Stéphane Piotrowicz, Eric Chartier, Christian Brylinski, Stéphanie Tricoire, Chantal Lermenier, Bernadette Duval, Pascale Téfaïne, Sylvie Vuye, Filipe Jorge, Renato Bisaro, Christian Collet, Jean-Philippe Schnell, Didier Lancereau, Gwenaël Lecoustre, Eric Minoux, Laurent Gangloff, Stéphane Xavier, Ludovic Hudanski, Pierre Legagneux, Damien Ducatteau, Elisabeth Delos, George Abitbol et tous ceux que j'oublie...

SOMMAIRE

INTRODUCTION	7
---------------------------	----------

CHAPITRE I

1. LE NITRURE DE GALLIUM GaN : PRINCIPALES PROPRIETES ET APPLICATION A LA REALISATION DE TRANSISTORS A HAUTE MOBILITE ELECTRONIQUE (HEMT).....	9
1.1 ENJEUX TECHNOLOGIQUES DES COMPOSANTS DE PUISSANCE.....	9
1.2 LES SEMICONDUCTEURS A LARGE BANDE INTERDITE	11
1.2.1 Généralités sur les matériaux semiconducteurs grands « gaps ».....	11
1.2.2 Le nitrure de gallium et ses dérivés ternaires.....	12
1.3 APPLICATION DU NITRURE DE GALLIUM AU TRANSISTOR A HAUTE MOBILITE ELECTRONIQUE (HEMT)	15
1.3.1 Gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG).....	15
1.3.2 Du gaz 2D au Transistor à Haute Mobilité Electronique (HEMT).....	18
1.3.3 Modèles électriques	21
1.3.4 Conclusion	23
1.4 PROBLEMATIQUES TECHNOLOGIQUES DANS LA REALISATION D'UN HEMT	24
1.4.1 Substrats.....	24
1.4.2 Etapes technologiques clefs.....	25
1.4.3 Problématiques liées au fonctionnement du composant.....	27
1.5 PERFORMANCES DES COMPOSANTS A BASE DE GAN	30
1.6 ORIENTATIONS DE L'ETUDE	32
1.7 REFERENCES DU CHAPITRE I	33

CHAPITRE II

2. CROISSANCE ET OPTIMISATION DE LA STRUCTURE AlGaIn/GaN.....	39
2.1 CROISSANCE ET PROCEDURE EXPERIMENTALE	40
2.2 ETUDE DU « CAP » GAN HAUTE TEMPERATURE.....	42
2.2.1 Caractérisations structurales des couches épitaxiées	42
2.2.2 Caractérisations électriques des structures.....	56
2.2.3 Conclusion	61
2.3 ETUDE DU « CAP » BASSE TEMPERATURE.....	62
2.3.1 Etude de la passivation In-situ.....	62
2.3.2 Optimisation des couches pré-passivées.....	66
2.3.3 Conclusion	69
2.4 REFERENCES DU CHAPITRE II.....	70

CHAPITRE III

3. ETUDE ET MISE EN ŒUVRE D'UN NOUVEAU SYSTEME DE MATERIAUX : AlInN/GaN.....	75
3.1 INTERET DE ALINN DANS LE CADRE DES STRUCTURES HEMTS	76
3.2 DEVELOPPEMENT D'UN NOUVEAU SYSTEME DE MATERIAUX	78
3.2.1 <i>Optimisation des paramètres d'épitaxie de AlInN.....</i>	<i>78</i>
3.2.2 <i>Optimisation des hétérostructures AlInN/GaN.....</i>	<i>81</i>
3.2.3 <i>Application au substrat SiC.....</i>	<i>87</i>
3.2.4 <i>Stabilité des surfaces de AlInN.....</i>	<i>88</i>
3.2.5 <i>Ajout d'un « cap » GaN.....</i>	<i>91</i>
3.3 CONCLUSION.....	92
3.4 REFERENCES DU CHAPITRE III.....	93

CHAPITRE IV

4. DE L'ETUDE MATERIAU AUX COMPOSANTS HEMTS : ASPECTS TECHNOLOGIQUES ET PERFORMANCES.....	95
4.1 ETUDE DE L'EFFET DU « CAP » HAUTE TEMPERATURE DE GAN SUR LES HEMTS ALGAN/GAN	95
4.1.1 <i>Etude comparative des contacts ohmiques.....</i>	<i>95</i>
4.1.2 <i>Analyse des contacts Schottky.....</i>	<i>98</i>
4.1.3 <i>Analyse en courant continu des transistors.....</i>	<i>101</i>
4.1.4 <i>Analyse fréquentielle.....</i>	<i>105</i>
4.1.5 <i>Conclusion.....</i>	<i>109</i>
4.2 PASSIVATION IN-SITU : CROISSANCE DE NITRURES A BASSE TEMPERATURE	110
4.2.1 <i>Faisabilité de transistors sur structures épitaxiées avec passivation in-situ.....</i>	<i>110</i>
4.2.2 <i>Structures HEMTs optimisées pour la conception de transistors.....</i>	<i>111</i>
4.3 ADAPTATION D'UNE NOUVELLE TECHNOLOGIE AU SYSTEME DE MATERIAU A BASE D'ALINN.....	116
4.3.1 <i>Validation de l'isolation par implantation ionique.....</i>	<i>116</i>
4.3.2 <i>Optimisation des contacts ohmiques.....</i>	<i>117</i>
4.3.3 <i>Optimisation des contacts Schottky de grille.....</i>	<i>125</i>
4.3.4 <i>HEMTs à base d'AlInN.....</i>	<i>130</i>
4.3.5 <i>Conclusion.....</i>	<i>134</i>
4.4 CONCLUSION.....	135
4.5 REFERENCES DU CHAPITRE IV	137

CONCLUSION	139
Annexe I	141
Publications	145

INTRODUCTION

Les technologies de l'information et des communications, ainsi que l'électronique de puissance, nécessitent l'apport de nouvelles technologies afin d'améliorer les performances des systèmes. Des matériaux tels que le silicium ou l'arséniure de gallium (GaAs) sont déjà largement employés dans grand nombre d'applications, mais leurs limites physiques ne permettent pas de satisfaire aux besoins créés par la société moderne. Des matériaux tels que le carbure de silicium (SiC) ou le nitrure de gallium (GaN) sont très attractifs car leur utilisation permet d'atteindre simultanément de forts courants et de fortes tensions et donc de fortes puissances. C'est en particulier la conséquence des propriétés remarquables des composés III-V à base d'azote que sont les nitrures. Parmi celles-ci se démarquent la large bande interdite, le fort champ de claquage, la forte vitesse de saturation, particulièrement pour GaN, et la possibilité de réaliser des hétérostructures de type AlGaN/GaN de bonne qualité structurale et électrique.

La découverte au début des années 80 de la possibilité de former un gaz bidimensionnel d'électrons à une interface entre semiconducteurs, d'abord appliquée avec succès à l'arséniure de gallium, a permis en 1991 à l'équipe de M.A. Khan du Bell Labs d'obtenir pour la première fois un gaz bidimensionnel d'électrons dans un système à base de GaN. Cette avancée a été le point de départ d'un vaste champ de recherches qui connaît encore aujourd'hui un développement très important. Les récents efforts de recherche concernant les HEMTs (High Electron Mobility Transistors) AlGaN/GaN ont été fortement motivés par les intérêts commerciaux et militaires envers les applications électroniques liées aux hautes puissances, aux hautes fréquences et aux hautes températures. D'énormes progrès ont été fait depuis, mais de nombreuses problématiques nécessitent encore des efforts de recherche sur le sujet. En particulier, l'absence de substrats adaptés en paramètre de maille a été, et reste, un problème majeur pour la croissance de GaN et de ses alliages. Des alternatives ont pu être trouvées en utilisant des procédés de croissance permettant de diminuer les effets dus à des substrats peu adaptés à une croissance de qualité. C'est le cas de l'utilisation du saphir rendue possible malgré la très forte désadaptation de réseau dans ce cas, de l'ordre de 16 % . En partie grâce à son faible coût de production, ce type de substrat est actuellement le plus utilisé dans le cadre des études liées à GaN. Le carbure de silicium dont le paramètre de maille est mieux adapté que celui du saphir ($\approx 3,5\%$), et dont la conductivité thermique est aussi bien meilleure, a permis d'atteindre de bonnes performances en puissance mais malheureusement à des coûts élevés. La nécessité de diminuer les coûts de production justifie actuellement l'orientation vers des substrats meilleurs marchés. C'est le cas du silicium {111} sur lequel de gros efforts de recherche technologique sont actuellement portés. La mise au point de substrats composites (exemple SiCopSiC) présente aussi une percée technologique permettant d'associer les points forts de différents matériaux.

Ce sont non seulement les progrès réalisés sur les briques technologiques que nécessite la réalisation d'un composant mais aussi ceux sur les propriétés structurales et électriques des matériaux qui ont conduit à la progression des performances, par exemple l'ajout de plaques de champ qui a permis d'augmenter le champ de claquage des transistors ou encore l'ajout d'une couche AlN intermédiaire à l'interface AlGaN/GaN de la structure HEMT qui a permis d'augmenter la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel.

Dans l'état actuel des choses, nonobstant les nombreuses avancées qui ont fait progresser le matériau et le composant, la problématique principale reste encore aujourd'hui la maîtrise des états de surface (pièges) qui dégradent en particulier le fonctionnement en

fréquence des transistors, et retardent l'obtention des meilleures performances. L'utilisation de différents matériaux diélectriques comme objets passivants s'est avérée être un bon moyen de diminuer les dégradations. D'autres pistes existent et ont été testées. C'est un sujet de recherche très présent si on en juge la littérature abondante et récente sur ce sujet, et c'est dans ce contexte d'optimisation des composants des transistors à haute mobilité électronique que se situe ce travail. Il s'insère plus précisément aussi dans le cadre d'une activité stratégique pour le groupe Thales.

Deux axes principaux ont été suivis lors du déroulement de cette thèse :

Le premier a concerné l'analyse des propriétés physiques du système de matériaux bien connu AlGaN/GaN en vue d'une optimisation des performances des composants en terme de puissance hyperfréquence émise, depuis la croissance épitaxiale des matériaux de base sur substrats saphir ou SiC jusqu'à la réalisation des étapes technologiques conduisant au composant fini.

Le second axe, plus amont, a été la mise au point d'un nouveau système de matériaux pour tenter d'augmenter fortement les performances en puissance et en fréquence des composants. Il s'agit du système à base d'AlInN, relativement peu connu car difficile à appréhender en croissance et pour lequel des efforts particuliers d'innovation ont dû être apportés dans le déroulement des procédés technologiques, s'agissant d'un matériau nouveau dans le laboratoire. L'optimisation de la croissance par MOCVD ainsi que l'application au composant ont pu être abordées.

Dans le premier chapitre, nous présentons les différents marchés demandeurs en technologies de puissance aux hautes fréquences. Quelques applications sont présentées. Nous soulignons les avantages des matériaux à large bande interdite et plus particulièrement ceux du nitrure de gallium pour les applications composants. Quelques problématiques à l'origine de l'orientation de nos études sont évoquées.

Dans le deuxième chapitre, les caractérisations structurales et électriques liées à l'ajout de couches supplémentaires sur la structure standard AlGaN sont discutées. Nous distinguons l'étude de l'ajout d'une couche contact (« cap ») haute température de celle des passivations in-situ obtenue par croissance MOCVD à plus basse température.

La croissance de AlInN et son optimisation sont évoquées dans le troisième chapitre. La mise au point de la structure AlInN/GaN et l'ajout bénéfique d'une couche d'AlN intermédiaire seront discutés.

Enfin, nous avons regroupé dans le quatrième chapitre les applications aux HEMTs des études matériaux évoquées dans les chapitres précédents. En particulier, l'étude des briques technologiques telles que les contacts ohmiques, les contacts Schottky de grille et la passivation sont abordés avant de discuter des fonctionnements en continu et en dynamique des transistors.

CHAPITRE I

1. Le nitrure de gallium GaN : Principales propriétés et application à la réalisation de transistors à haute mobilité électronique (HEMT)

Les semiconducteurs à grande largeur de bande interdite et particulièrement les composés III-N tels que le GaN et ses alliages sont, par leurs propriétés physiques et chimiques, de bons candidats pour la réalisation de composants de puissance à haute fréquence d'utilisation. En effet, leurs structures cristallographiques leur confèrent des propriétés telles qu'une haute conductivité thermique, un fort champ de claquage, de fortes vitesses de saturation qui sont essentiels pour ce type d'applications.

Après une courte introduction sur les domaines d'application des composants de puissance, les semiconducteurs III-N et leurs propriétés propices au développement de filières seront rappelés. Nous évoquerons ensuite plus précisément les principales propriétés du nitrure de gallium (GaN) et ses applications dans le cadre de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs). Les problématiques liées à l'utilisation du GaN seront exposées, ainsi que les orientations choisies et les stratégies adoptées durant cette thèse.

1.1 Enjeux technologiques des composants de puissance

Le domaine des communications sans fil nécessite des systèmes de plus en plus performants. L'augmentation des fréquences de travail, requise par la volonté d'améliorer la fiabilité et les débits des transmissions, a pour effets négatifs de diminuer la portée et d'augmenter les pertes des systèmes. Par ailleurs, afin d'éviter les interférences entre les différents canaux d'un amplificateur, une forte linéarité des systèmes est recherchée. Ainsi, les technologies dédiées aux communications sans fil (téléphonie mobile, communication spatiale, radars, réseau sans fil (WLAN), contre mesures) nécessitent le développement de nouvelles technologies offrant l'accès à de meilleures performances en puissance aux hautes fréquences. Un fonctionnement à plus haute tension est aussi recherché pour augmenter l'efficacité, diminuer les pertes énergétiques et réduire la taille des systèmes.

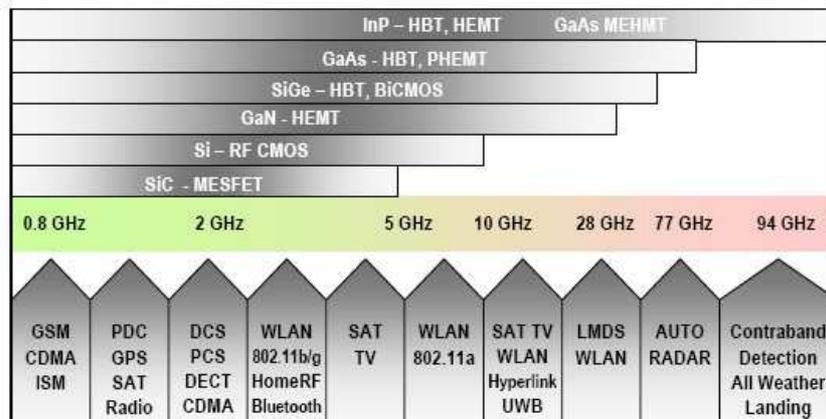


figure 1.1 : Domaines d'application et fréquences de travail des principales technologies disponibles (d'après [1])

La figure 1.1 référence les principales applications liées aux communications sans fil et leurs domaines de fréquences. Selon l'International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS), les HEMTs à base de nitru de gallium sont logiquement appelés à devenir les remplaçants des technologies actuelles pour des applications opérant jusqu'à la bande Q (40 GHz). Cependant, des challenges techniques restent à surmonter pour parvenir à cette percée technologique. Pour l'heure, le plus gros marché potentiel concerne les stations de base destinées à la téléphonie mobile et aux communications dans la bande de fréquence UHF (0,3 GHz – 1 GHz). Il s'agit d'un marché de remplacement des composants de type LDMOS de la technologie silicium. Par ailleurs, les communications satellites pourront bénéficier des avantages du GaN pour remplacer les tubes à vide ou les systèmes à base de silicium ou de GaAs dans la bande Ku (12 – 18 GHz). Les fours à micro ondes représentent un marché énorme mais celui-ci ne pourra être occupé par le GaN qu'à la condition de baisser au maximum le coût de production des composants.

Enfin, les applications militaires font partie aussi des marchés importants et particulièrement dans le cadre de systèmes radars :

- au sol : bandes L, S, X (1 GHz – 12 GHz)
- embarqué : bande Ku (12 GHz - 18 GHz)

et des contre mesures qui nécessitent des systèmes large bande entre 2 et 18 GHz.

La figure 1.2, issue d'une étude sur les marchés potentiels du GaN, montre schématiquement les domaines de puissance accessibles de quelques matériaux semiconducteurs. Les technologies à base de silicium ou d'arséniure de gallium atteignent leurs limites dans les domaines demandeurs de puissance. Sur ce schéma, le nitru de gallium apparaît présenter de fait un bon compromis puissance-fréquence qui le rend très attractif pour les applications citées précédemment.

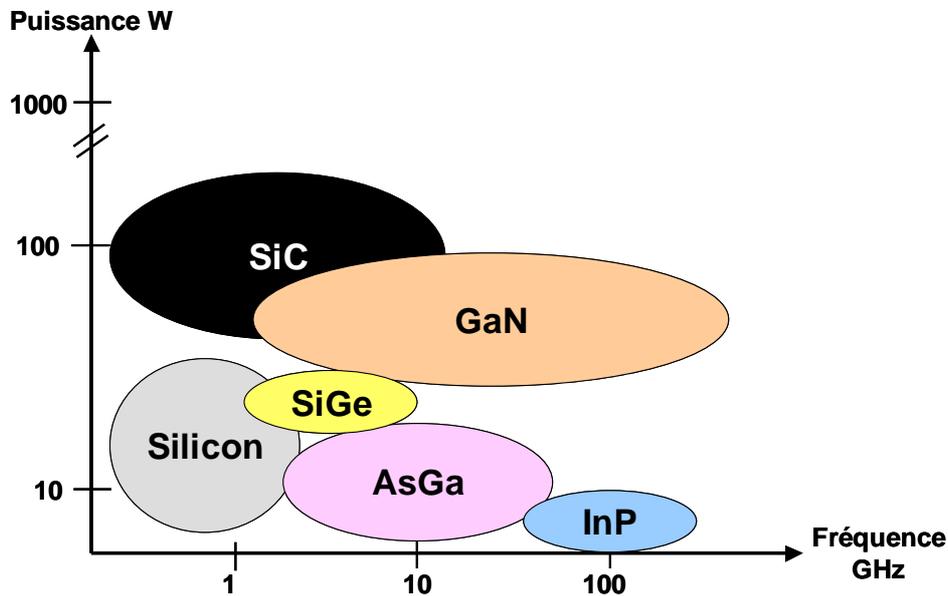


figure 1.2 : Comparaison des domaines d'utilisation en puissance en fonction de la fréquence de différents matériaux semiconducteurs (d'après [2])

1.2 Les semiconducteurs à large bande interdite

1.2.1 Généralités sur les matériaux semiconducteurs grands « gaps »

D'une manière générale, lorsqu'on se déplace vers les éléments de faible numéro atomique dans le tableau périodique, les rayons atomiques des atomes diminuent et les liaisons covalentes formées avec d'autres éléments sont alors plus courtes. Comme on le voit sur la figure 1.3, pour une famille de semi-conducteurs à anion commun, la diminution des distances inter-atomiques se traduit par une augmentation de la valeur de la bande interdite.

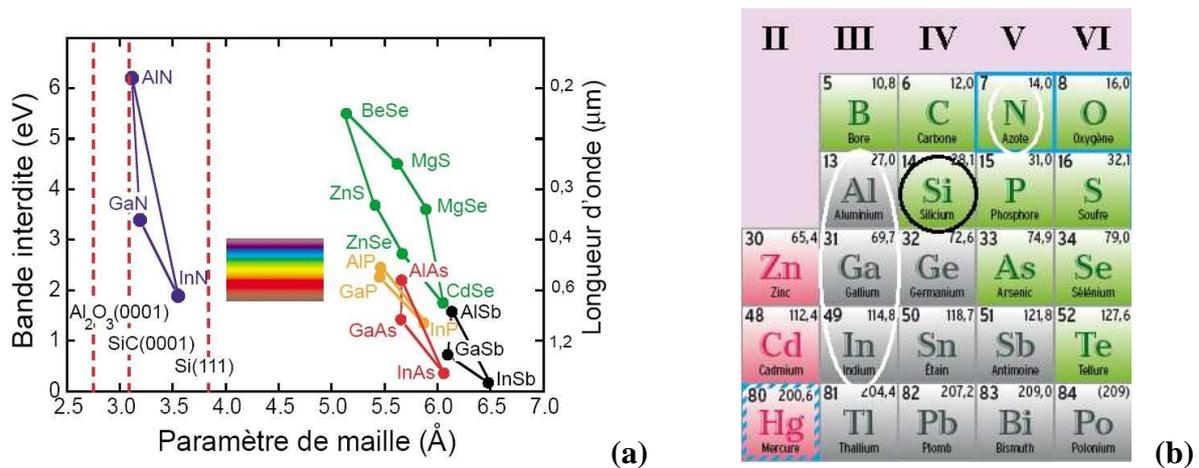


figure 1.3 : (a) Variation de la valeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille de différents matériaux semiconducteurs, (b) Extrait du tableau périodique des éléments

Dans le cas des composés III-N, on retrouve donc que les valeurs de bandes interdites sont croissantes lorsque le numéro atomique de l'élément III augmente. Ainsi, les bandes interdites de GaN et AlN valent respectivement 3,4 eV et 6,2 eV [3] (figure 1.3 (a)). La valeur de largeur de bande interdite de InN est le fruit d'une controverse. Un consensus semble être atteint par la communauté scientifique fixant cette valeur au dessous de 0,78 eV [4][5][6]. Par comparaison, les bandes interdites du silicium (Si) et de l'arséniure de gallium (GaAs) valent respectivement 1,1 eV et 1,4 eV.

Par ailleurs, de petites longueurs de liaisons interatomiques signifient que les énergies de liaisons seront élevées. Ce sont ces énergies de liaisons élevées qui expliquent à la fois leur bonne stabilité chimique et thermique qui en font les matériaux clés pour la réalisation de composants électroniques capables de travailler en environnement agressif et à haute température. Les applications concernent à la fois le domaine des hautes puissances et des hyperfréquences (transistors, diodes...) avec des développements de plus en plus importants dans tout ce qui touche aux communications sans fils (satellites, téléphonie, réseaux...).

Il est à noter aussi que la forte valeur de bande interdite implique que la densité de porteurs intrinsèques reste faible même à haute température.

Le tableau 1.1 donne les principales caractéristiques de différents semi-conducteurs. Parmi elles, le facteur de Johnson qui combine le champ de claquage et la vitesse de saturation est représentatif des potentialités d'un semi-conducteur pour la réalisation de transistors ayant des performances en puissance et en fréquence. On constate ainsi que le GaN-2H est largement supérieur au silicium ou au GaAs. Les matériaux tels que le diamant ou l'AlN lui sont encore supérieurs mais ils sont à ce jour moins accessibles car plus difficiles

à synthétiser et à exploiter. En effet, autant la meilleure stabilité des matériaux à large bande interdite peut être un avantage en terme de fiabilité de composants, autant elle est plutôt handicapante pour la fabrication des composants. Ainsi, pour ne prendre que deux exemples, les températures de croissance sont beaucoup plus importantes et les gravures plus difficiles. Ceci rend plus complexes les différentes étapes technologiques nécessaires à l'obtention de composants.

Semiconducteur	Si	GaAs	InN	SiC 4H	GaN 2H	C Diamant	AlN
Bande interdite (eV)	1,1	1,4	0,78	3,26	3,39	5,45	6,1
Nature du gap	indirect	direct	direct	indirect	direct	Indirect	direct
Constante diélectrique	11,8	11,5	15,3	10	9,5	5,5	9,14
Champ de claquage (MV.cm⁻¹)	0,3	0,4	X	2,0	3,3	5,6	11,7
Vitesse de saturation (10⁷ cm.s⁻¹)	1,0	2,0	4,2	2,0	2,5	2,7	1,8
Mobilité électronique (cm².V⁻¹.s⁻¹)	1350	8000	2700	720a 650c	900	1900	1100
Conductivité thermique (W.cm⁻¹.K⁻¹)	1,15	0,5	0,45	4,5	1,5	20	2
Facteur de Johnson (Ec.v_{sat}/π)² normalisé sur le silicium	1	7,1	X	180	760	2540	4930

tableau 1.1 : Caractéristiques physiques de différents matériaux semiconducteurs

Les caractéristiques des principaux matériaux grands « gaps » montrent l'attrait important que peut avoir la filière GaN pour les applications de puissance en hyperfréquence [7]. Un matériau tel que le carbone diamant est un bon candidat pour ces applications mais sa synthèse et son utilisation nécessiteront encore beaucoup d'investissements de recherche.

1.2.2 Le nitrure de gallium et ses dérivés ternaires

Le nitrure de gallium se trouve sous deux formes cristallographiques différentes (figure 1.4). Il peut avoir une structure hexagonale (2H ou wurtzite) ou cubique de type Zinc-Blende (3C). Cette dernière étant métastable, la structure la plus courante est la structure hexagonale. C'est celle qui est obtenue au laboratoire en utilisant la technique d'épitaxie par MOCVD sur des substrats de saphir ou de SiC.

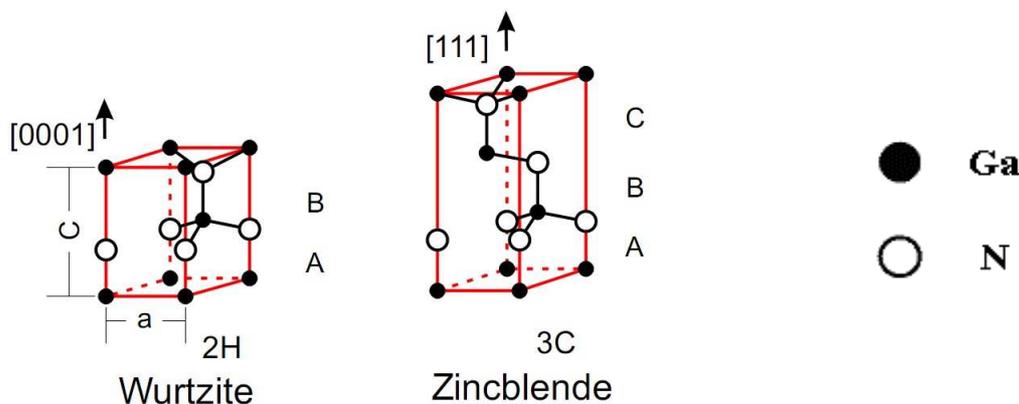


figure 1.4 : Structures wurtzite et zinc-blende du nitrure de gallium

C'est donc cette structure GaN-2H que nous considérons par la suite. Les paramètres de maille de la structure hexagonale à température ambiante sont : $a = b = 0,3189 \text{ nm}$ et $c = 0,5185 \text{ nm}$ [8](figure 1.4).

Comme nous l'avons déjà vu précédemment, les binaires GaN, AlN et InN, ont respectivement comme valeur de bande interdite 3,4 eV, 6,2 eV et 0,78 eV. Les alliages ternaires qui en découlent offrent donc la possibilité d'évoluer entre ces valeurs (figure 1.3), en particulier, l'alliage AlGaIn formé à partir des binaires GaN et AlN, dont la largeur de bande interdite peut varier entre 3,4 et 6,2 eV. En effet, la valeur de la bande interdite d'un semi-conducteur ternaire peut être approchée d'une manière générale par la somme d'une combinaison linéaire des bandes interdites des binaires qui le composent (loi de Végard) et d'un terme quadratique.

$$E_{g,A_xB_{1-x}N} = x \cdot E_{g,AN} + (1-x) \cdot E_{g,BN} + b \cdot x \cdot (1-x) \quad (1.1)$$

où $E_{g,AN}$ et $E_{g,BN}$ sont respectivement les valeurs de bande interdite de (A)N et (B)N avec A et B remplaçant les éléments Al, Ga ou In. x est la concentration atomique de l'élément A et b le facteur d'écart à la linéarité (bowing factor) utilisé pour la correction. Pour les alliages $Al_xGa_{1-x}N$, $Ga_xIn_{1-x}N$ et $Al_xIn_{1-x}N$, les valeurs conseillées du facteur de bowing sont respectivement 1,0 eV, 3,0 eV [3] et 2,53 eV [5]. Ces valeurs sont celles utilisées dans le cadre des simulations de type Schrödinger-Poisson réalisées au cours de cette thèse.

Le contrôle des diagrammes de bande de structures à base de GaN est ainsi rendu possible par la modification des concentrations des alliages déposés. Les différents alliages ternaires obtenus à partir des trois éléments gallium, aluminium et indium ouvrent de fait l'accès à une grande diversité d'empilements caractérisés par des structures de bande différentes et par suite à un vaste champ d'applications. Citons les puits quantiques à base de GaInN dans le domaine des diodes lasers bleues et dans celui des DELs, et les couches d'AlInN et d'AlGaIn en électronique de puissance et en optoélectronique. Un cas particulier est celui de AlInN dont le paramètre de maille est adapté à celui de GaN pour un taux d'aluminium de l'ordre de 82 % (18 % d'indium), ce qui permet des épitaxies sur GaN en absence de contraintes mécaniques.

Une particularité du nitrure de gallium est que le matériau non intentionnellement dopé est toujours trouvé de type N avec des densités électroniques autour de 10^{16} cm^{-3} . Ceci est commun aux différentes techniques de croissance. Le dopage résiduel a été attribué à différents facteurs, en particulier à des lacunes d'azote et/ou à une pollution à l'oxygène. La pollution à l'oxygène peut avoir pour origine les différents gaz utilisés lors de l'épithaxie, la formation d'eau lors de traitements des substrats de saphir, ou les désorptions des chambres de dépôt. L'énergie d'ionisation de l'oxygène a été mesurée égale à 29 meV [9] et à 10 meV [10]. Il peut être aussi intentionnellement dopé de type N. L'usage d'éléments tels que Si, Ge et O a été largement validé. Le plus couramment utilisé est cependant le silicium avec une énergie d'ionisation mesurée par effet Hall valant 30 meV. Les dopages atteints en utilisant le silicium sont de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} . En revanche, le dopage de type P pose plus de problèmes. Malgré les difficultés rencontrées, le magnésium est le dopant qui permet l'obtention des meilleurs résultats. La profondeur du niveau de Mg est d'environ 200 meV. Par conséquent, à température ambiante, le taux d'ionisation des accepteurs peut rester faible. Ainsi, pour obtenir une densité de trous de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , un dopage de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} est nécessaire. L'hydrogène est une autre cause de la difficulté à doper avec du magnésium [11]. Les deux éléments ont tendance à former un complexe supprimant le caractère accepteur du magnésium. C'est la difficulté du dopage de type P de GaN qui a retardé pendant plus de 20 ans son développement comme matériau appliqué aux composants actifs mettant en jeu des jonctions p-n (cas des diodes).

Dans une maille hexagonale, comme celle de GaN ou de AlGaIn, les barycentres des charges positives et négatives ne coïncident pas. Il existe donc une polarisation spontanée orientée selon l'axe [0001], et ceci même dans le cas d'une structure hexagonale parfaite respectant le rapport $(c/a)_{\text{idéal}} = (8/3)^{-1/2}$. Cette polarisation est indépendante de l'état de contrainte du matériau et est due aux liaisons polaires existantes entre le gallium, l'aluminium ou l'indium avec les atomes d'azote. Décrite par le vecteur \vec{P}_{sp} , elle est trouvée négative pour les trois matériaux AlN, GaN et InN, et vaut respectivement $-0,081 \text{ C.m}^{-2}$, $-0,029 \text{ C.m}^{-2}$ et $-0,032 \text{ C.m}^{-2}$ [12]. Ces valeurs négatives traduisent une polarisation orientée dans le sens opposé à la direction [0001]. En effet, la convention est de prendre comme direction positive la direction du gallium vers l'azote le plus proche voisin (figure 1.5). Par application de la loi de Vegard, la polarisation spontanée d'une couche d'AlGaIn ayant une concentration en aluminium x peut être calculée à partir des valeurs connues pour GaN et AlN. Ainsi [12][13] :

$$\vec{P}_{\text{sp,Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}(x) = -0,052 \cdot x - 0,029 \text{ C/m}^2 \quad (1.2)$$

De même, pour l'alliage AlInN :

$$\vec{P}_{\text{sp,Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}}(x) = -0,049 \cdot x - 0,032 \text{ C/m}^2 \quad (1.3)$$

Il est à noter que dans le cas des structures cubiques, contrairement aux structures hexagonales, la symétrie empêche l'existence de polarisation spontanée.

Par ailleurs, induite de façon inhérente par l'état de contrainte du matériau, une polarisation piézoélectrique peut apparaître selon l'axe [111] dans le cas cubique et selon l'axe [0001] dans le cas hexagonal. Elle vient s'ajouter à la polarisation spontanée déjà existante dans l'état relaxé (figure 1.5). La polarisation piézoélectrique est due au champ de déformation induit par l'application d'une contrainte sur le matériau. Ainsi, si une contrainte est appliquée, un moment électrique dont l'amplitude est proportionnelle à la contrainte apparaît. Ceci est connu sous le nom d'effet piézoélectrique direct.

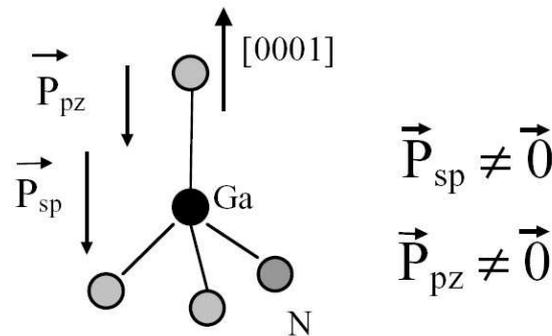


figure 1.5 : Structure wurtzite sous contrainte biaxiale dans le plan (0001)

La polarisation piézoélectrique selon l'axe z [0001] issue d'une contrainte biaxiale supposée isotrope dans le plan (0001) peut s'écrire sous la forme :

$$P_{\text{PEz}} = e_{33} \cdot \varepsilon_z + e_{31} \cdot (\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (1.4)$$

où ε_i sont les déformations selon les axes $i = x, y$ et z et e_{ij} les éléments du tenseur piézoélectrique (en C/m^2).

Dans le système hexagonal, les déformations dans le plan (0001) sont supposées isotropes. De plus, dans les couches minces épitaxiées, les contraintes sont appliquées dans le plan des

couches uniquement (contrainte biaxiale). On peut ainsi relier la déformation dans la direction [0001] à celles qui apparaissent dans le plan des couches.

$$\varepsilon_z = -2 \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \varepsilon_x \quad (1.5)$$

où C_{13} et C_{33} sont les constantes élastiques du matériau couche. La polarisation piézoélectrique peut alors s'écrire sous la forme :

$$P_{PEz} = 2 \cdot \varepsilon_x \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (1.6)$$

Comme $e_{31} - e_{33} \cdot C_{13}/C_{33} < 0$ quelque soit la composition de AlGa_xN, on voit que la polarisation piézoélectrique est négative dans le cas d'une couche AlGa_xN en tension et positive en compression. Dans le cas d'une structure AlGa_xN/GaN où $x_{Al} = 30\%$, la polarisation piézoélectrique est estimée à $-0,011 \text{ C.m}^{-2}$ [13]. La contribution de la polarisation spontanée, égale à $-0,045 \text{ C.m}^{-2}$ pour une composition de 30 % d'aluminium, est donc majoritaire.

1.3 Application du nitrure de gallium au Transistor à Haute Mobilité Electronique (HEMT)

1.3.1 Gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG)

L'hétérostructure utilisée pour créer un gaz bidimensionnel d'électrons à partir de GaN consiste en l'empilement pseudomorphique d'une couche d'AlGa_xN sur une couche de GaN. Si l'épaisseur de AlGa_xN est inférieure à une épaisseur critique au delà de laquelle des relaxations plastiques apparaissent, le GaN impose son paramètre de maille (critère pseudomorphique). Le paramètre de maille de AlGa_xN relaxé étant inférieur à celui de GaN, la couche subit une tension importante. Compte tenu de la déformation, une composante de polarisation piézoélectrique vient de fait s'ajouter à la polarisation spontanée.

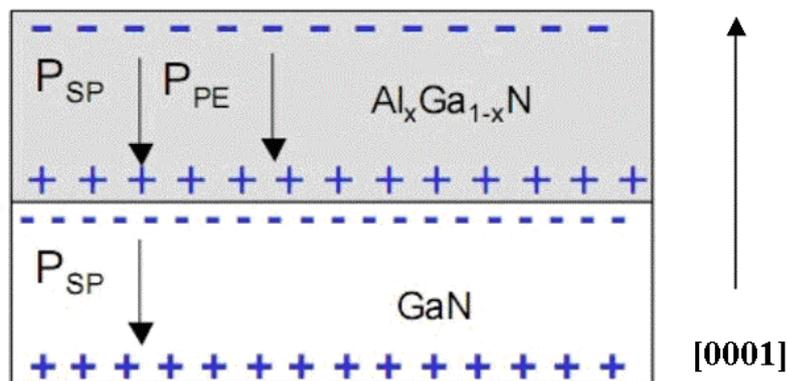


figure 1.6 : Polarisation spontanée et piézoélectrique dans une couche d'AlGa_xN (face Ga) en tension sur une couche de GaN

La figure 1.6 schématise les orientations des polarisations pour une couche de l'alliage AlGa_xN pseudomorphique sur une couche épaisse de GaN. Lorsque la couche d'AlGa_xN est en tension, les polarisations piézoélectrique et spontanée ont la même direction et sont orientées en sens contraire de l'axe [0001]. Si la couche d'AlGa_xN était en compression, la polarisation piézoélectrique aurait une direction opposée à la polarisation spontanée [13].

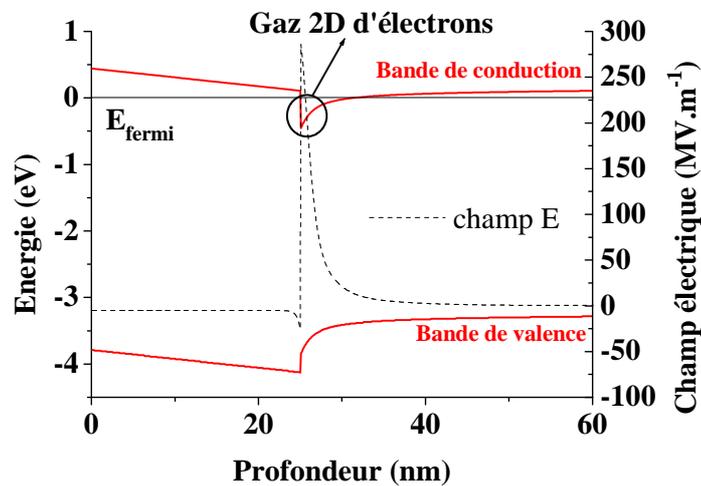
A condition que la croissance du matériau soit orientée selon l'axe positif [0001] (face Ga), le bilan global dans l'hétérostructure (figure 1.6) conduit à une polarisation positive à l'interface AlGa_xN/GaN. En effet, la polarisation globale à l'interface est équivalente à la somme algébrique des composantes piézoélectriques et spontanées. Dans l'hypothèse où la couche tampon de GaN est non contrainte, la valeur de la polarisation à l'interface AlGa_xN/GaN est donc donnée par la formule suivante :

$$\Delta P = P_{sp,Al_xGa_{1-x}N} + P_{PEz,Al_xGa_{1-x}N} - P_{sp,GaN} \quad (1.7)$$

Les électrons disponibles dans la structure, en particulier ceux qui occupent les états de surface de AlGa_xN, ont tendance à venir compenser la charge positive issue des polarisations à l'interface. La densité de porteurs (en m⁻²) attirés à l'interface AlGa_xN/GaN est donc de l'ordre de la valeur de la polarisation divisée par la charge d'un électron :

$$N_s = -\frac{\Delta P}{q} \quad \text{où } q = -1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad (1.8)$$

Par ailleurs, la mise en contact de matériaux à largeurs de bandes interdites différentes crée une discontinuité des énergies de bandes de valence et de conduction. Dans le cas de l'hétérostructure AlGa_xN/GaN, la discontinuité de bande de conduction donne naissance à un puits de potentiel dans lequel les électrons, attirés par la polarisation relative positive, sont confinés (figure 1.7). Ainsi, la création d'un gaz bidimensionnel (2D) d'électrons à l'interface AlGa_xN/GaN est rendue possible par l'effet combiné de la polarisation spontanée, de la polarisation piézoélectrique et du décalage de la bande de conduction. Il n'est ainsi pas nécessaire de doper le matériau AlGa_xN pour obtenir la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons en raison de la forte valeur du champ de polarisation interne existant dans cette filière de matériau.



**figure 1.7 : Diagramme de bandes de l'hétérostructure AlGa_xN (25 nm) /GaN
Création d'un gaz 2D d'électrons par l'effet combiné de la polarisation
et de la discontinuité de bande de conduction**

L'origine des électrons est généralement attribuée aux états de surface de type donneur [14]. Les porteurs étant présents en l'absence de dopants ionisés, la mobilité des électrons est donc améliorée par rapport à celle mesurée dans du matériau massif. Ainsi, alors que les mobilités dans le GaN massif sont de l'ordre de 900 cm²/V.s, la création d'un gaz d'électrons à

l'interface AlGaIn/GaN permet d'atteindre des mobilités supérieures à $1500-2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à température ambiante, avec des densités de porteurs de l'ordre de $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Cette densité de porteurs est de 2 à 5 fois supérieure à celle obtenue dans la filière GaAs.

Contrairement aux gaz bidimensionnels obtenus par dopage (cas du système à base de GaAs), le dopage n'est pas indispensable dans le cas de GaN. Il peut cependant être utilisé pour augmenter la densité de porteurs. Celle-ci peut aussi être contrôlée en faisant varier les épaisseurs et concentrations en aluminium de AlGaIn [15][16]. La figure 1.8 montre l'impact d'une modification de la concentration en aluminium de la couche d'AlGaIn sur la densité de porteurs. Ainsi, une augmentation du taux d'aluminium provoque une hausse de la densité de porteurs. En revanche, la mobilité atteint un maximum autour de 35 % d'aluminium. Au delà de cette concentration, les contraintes deviennent trop importantes et les effets de dispersion ainsi que les rugosités d'interface provoquent une baisse de la mobilité.

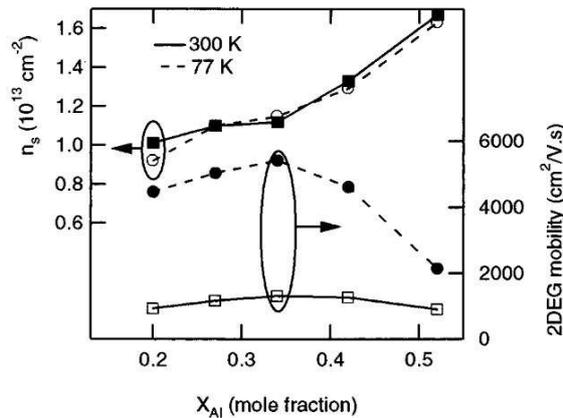


figure 1.8 : Variation de la densité de porteurs et de la mobilité dans une hétérostructure en fonction de la concentration en aluminium de la couche d'AlGaIn (d'après [16])

La particularité d'un gaz d'électrons à 2 dimensions est que sa densité est insensible à la température [14]. Ainsi, des mesures obtenues par effet Hall (figure 1.9) montrent ce phénomène caractéristique et le caractère constant de la densité de porteurs entre 100 K et 500 K. Ce comportement est contraire à celui observé sur un matériau intentionnellement dopé.

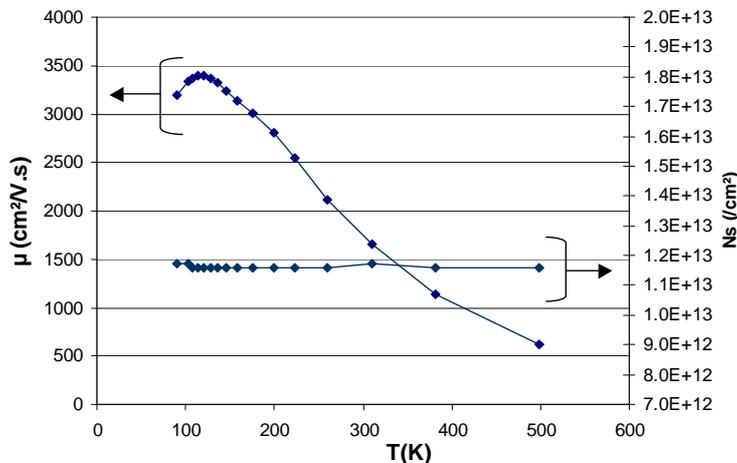


figure 1.9 : Variation de la mobilité et de la densité de porteurs d'une structure HEMT AlGaIn/GaN sur SiC en fonction de la température (aec1091)

La mobilité est par contre sensible à la température. Les différents mécanismes à l'origine de cette dépendance seront discutés ultérieurement. La validation de la présence d'un gaz 2D d'électrons se fait aussi au moyen de mesures de capacités $C(V)$ (figure 1.10). L'évolution de ce type de mesures montre un plateau puis une chute importante de la capacité à la tension dite de pincement V_p . Ceci est caractéristique de la désertion du gaz 2D d'électrons situé sous l'électrode de commande.

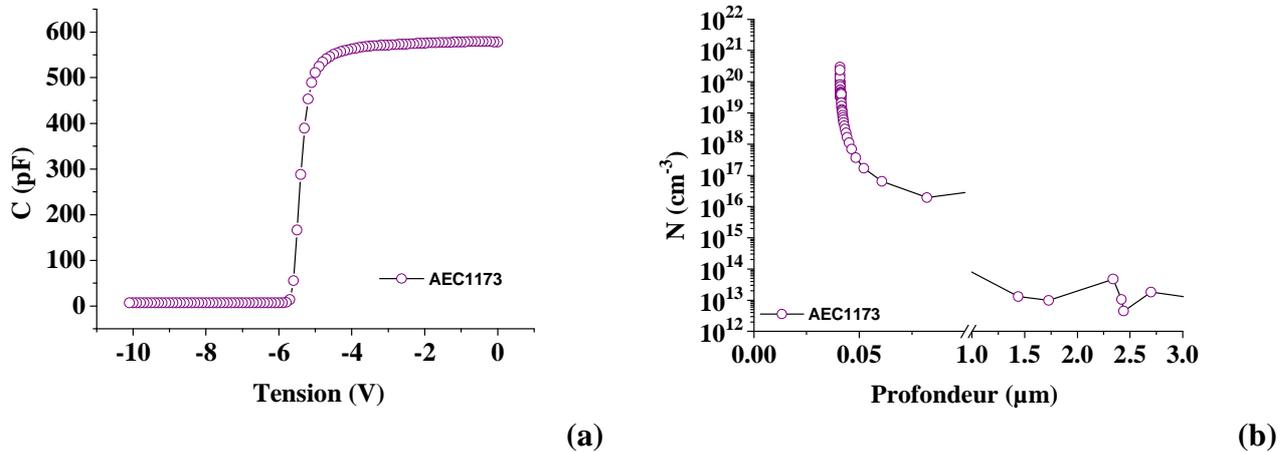


figure 1.10 : Mesure de capacité d'une structure HEMT standard (a) et profil de porteurs déduit de la mesure de capacité (b)

Le profil de porteurs déduit de la mesure de capacité montre un pic de densité (10^{20} cm^{-3}) correspondant à la présence du gaz 2D d'électrons. Le plateau, situé entre 1 et 3 μm de profondeur, correspond alors à la concentration de porteurs (10^{13} cm^{-3}) dans la couche tampon de GaN. La position du pic donne un ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche d'AlGaN.

1.3.2 Du gaz 2D au Transistor à Haute Mobilité Electronique (HEMT)

Les HEMTs (High Electron Mobility Transistors) appartiennent à la famille des transistors à effet de champ. Ils sont un cas particulier de MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). On trouve dans la littérature plusieurs appellations pour les caractériser : TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), HFET (Heterostructure Field Effect Transistor)... Dans le cas du HEMT de type N, le canal propre au MESFET est obtenu au moyen du gaz 2D d'électrons, de concentration typique 1×10^{13} cm^{-2} , permettant de relier électriquement la source et le drain (figure 1.11). Les métallisations de source et de drain doivent avoir un comportement ohmique. L'effet transistor est obtenu en modulant le courant passant entre la source et le drain au moyen d'une diode Schottky située à l'interface entre la grille et la surface du semiconducteur. Une tension appliquée à la grille permet de faire varier le courant obtenu par application d'une tension entre la source et le drain.

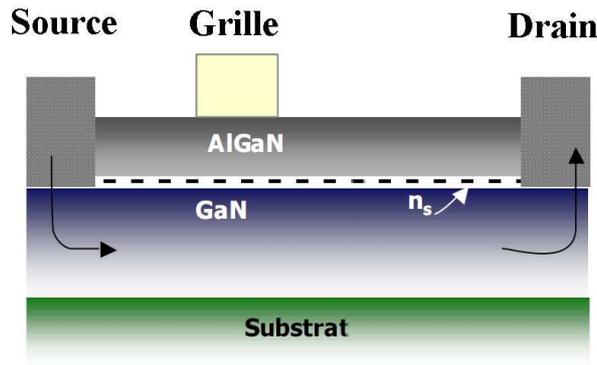


figure 1.11 : Schéma d'un transistor HEMT composé d'une hétérojonction AlGaN/GaN

Ainsi, une tension négative appliquée sur la grille aura pour effet de créer une zone désertée vidant le gaz d'électrons jusqu'au pincement du canal, c'est à dire jusqu'à obtenir un courant négligeable (figure 1.12). Le courant de drain I_D est donc contrôlé par la tension appliquée à la grille V_{GS} .

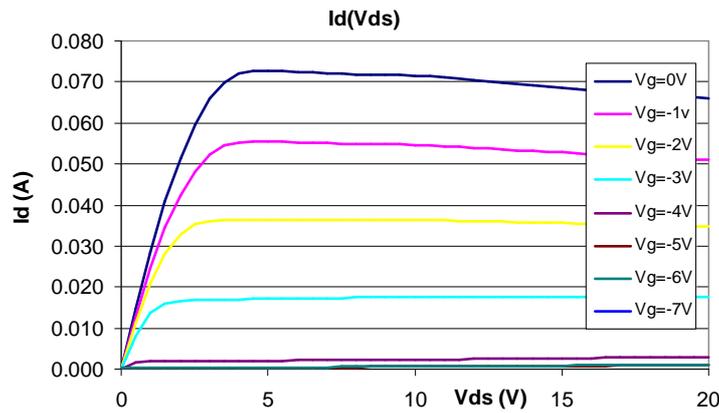


figure 1.12 : Caractéristiques courant-tension d'un transistor pour plusieurs tensions de grille V_{GS} :
 $L_g = 2 \mu\text{m}$, $W_g = 100 \mu\text{m}$, $L_{gs} = 1 \mu\text{m}$ et $L_{gd} = 2 \mu\text{m}$

L'amplification du transistor est donc basée sur le contrôle du courant de canal par le biais du contact de grille. La modélisation correcte du transistor requiert des modèles bidimensionnels en raison de la répartition à 2 dimensions du champ électrique. Néanmoins le modèle de Shockley à une dimension permet de comprendre intuitivement quelques principes de base du fonctionnement du transistor. Ce modèle simplifié donne, pour une grille de longueur L_g et de largeur W_g , une capacité de grille égale à :

$$C_G = \varepsilon_{\text{AlGaN}} \varepsilon_0 \frac{L_g W_g}{d_{\text{AlGaN}}} \quad (1.9)$$

où $\varepsilon_{\text{AlGaN}}$ est la permittivité relative de AlGaN, ε_0 la permittivité du vide et d_{AlGaN} l'épaisseur de la couche d'AlGaN sous le contact de grille. Le nombre de charges $e.N_s$ est contrôlé par la tension V_{GS} appliquée à la grille de telle sorte que par approximation :

$$C_G = \frac{dQ}{dV_G} \approx \frac{e.N_s}{V_G - V_T} \quad (1.10)$$

où V_T est la tension de seuil pour laquelle la conductance du canal devient nulle. Le calcul de la densité surfacique de porteurs dans le canal conduit alors à :

$$n_s(V_G) = \frac{\epsilon_{\text{AlGaIn}} \epsilon_0}{q \cdot d_{\text{AlGaIn}}} (V_G - V_T) \quad (1.11)$$

Compte tenu de la polarisation $V(x)$ à la position x du canal imposée par la tension appliquée V_{DS} , le courant est déterminé par la relation suivante :

$$I(x) = W_g \cdot \mu_n \cdot q \cdot n_s \cdot E(x) = W_g \cdot \mu_n \cdot C_0 (V_{GS} - V_T - V(x)) \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (1.12)$$

où C_0 est la capacité surfacique de la grille, $E(x)$ le champ électrique à la position x . En intégrant sur la distance source-drain et en considérant le courant constant sur toute la longueur du canal on obtient :

$$I_D = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{SD}} \left[(V_{GS} - V_T) \cdot V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad (1.13)$$

où L_{SD} est la distance source-drain.

La caractéristique courant-tension d'un transistor peut être séparée en deux parties :

La première est la zone dite linéaire. La seconde correspond au régime de saturation. Le régime linéaire s'observe pour des tensions $V_{DS} \ll (V_{GS} - V_T)$. L'équation précédente devient alors équivalente à une relation d'ohmicité :

$$I_{D,lin} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{SD}} \cdot (V_{GS} - V_T) \cdot V_{DS} \quad (1.14)$$

La transconductance est alors égale à :

$$g_{m,lin} = \frac{dI_{D,lin}}{dV_{GS}} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{SD}} \cdot V_{DS} \quad (1.15)$$

Le régime de saturation est atteint pour de plus fortes valeurs de V_{DS} tel que $V_{DS} = V_G - V_T$, ou quand la vitesse des porteurs atteint la vitesse de saturation.

$$I_{D,sat} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{2 \cdot L_{SD}} \cdot (V_{GS} - V_T)^2 \quad (1.16)$$

ainsi la transconductance peut s'écrire sous la forme :

$$g_{m,sat} = \frac{dI_{D,sat}}{dV_{GS}} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{SD}} \cdot (V_{GS} - V_T) \quad (1.17)$$

Une autre approche consiste à supposer que le courant de saturation est atteint lorsque les porteurs atteignent leur vitesse de saturation v_s . Le courant de drain peut alors être calculé par cette formule :

$$I_{D,sat} \approx W_g \cdot e \cdot n_s \cdot v_s \approx \frac{1}{L_G} \cdot C_G \cdot v_s (V_G - V_T) \quad (1.18)$$

La transconductance est alors égale à :

$$g_{m,sat} = \frac{C_G \cdot v_s}{L_G} \quad (1.19)$$

Ces équations montrent que pour avoir le maximum de courant il est important d'avoir un matériau avec à la fois une forte densité de porteurs et une forte vitesse de saturation. Une longueur de grille courte permet d'augmenter les valeurs de transconductance. Il faut, par ailleurs, que la tension de claquage soit assez élevée pour garantir au composant une robustesse suffisante pour les applications auxquelles il est destiné.

1.3.3 Modèles électriques

Les modèles électriques sont utilisés pour évaluer les paramètres permettant de juger de l'aptitude d'un composant à fonctionner à haute fréquence. En petit signal, le modèle hyperfréquence couramment utilisé est représenté sur la figure 1.13. Il se compose d'éléments intrinsèques susceptibles de dépendre de la polarisation et d'éléments extrinsèques supposés être indépendants de la polarisation.

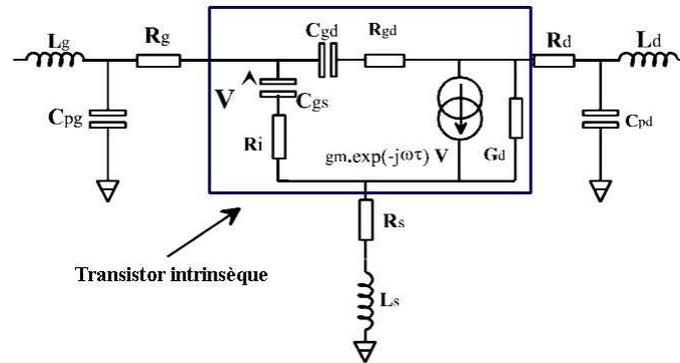


figure 1.13 : Schéma équivalent du modèle petit-signal d'un HEMT (d'après [17])

De ce schéma électrique, on peut déduire un certain nombre de paramètres caractéristiques de la montée en fréquence du transistor : la fréquence de coupure du gain en courant (f_T) et la fréquence de coupure du gain en puissance (f_{mag}). La fréquence de coupure f_T est la fréquence à laquelle le gain en courant devient égal à 1 (ou 0 dB). La fréquence de coupure f_{mag} est la fréquence à laquelle le gain en puissance atteint l'unité (ou 0 dB). En utilisant le modèle intrinsèque du transistor (figure 1.13) (effets capacitifs dominants), la fréquence de coupure se calcule par le biais de cette formule :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi \cdot (C_{gs} + C_{gd})} \quad (1.20)$$

En utilisant le modèle petit signal dans sa globalité (avec les éléments extrinsèques), la relation liant les paramètres du transistor à la fréquence de coupure devient :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi} \cdot \left[(C_{gs} + C_{gd}) \left(1 + \frac{R_d + R_s}{R_{ds}} \right) + C_{gd} \cdot g_m (R_d + R_s) \right]^{-1} \quad (1.21)$$

Aussi, la fréquence d'oscillation maximum s'écrit :

$$f_{\max} = \frac{f_T}{\sqrt{4 \cdot \frac{R_s + R_g + R_{gs}}{R_{ds}} + 2 \cdot \frac{C_{gd}}{C_{gs}} \cdot \left(\frac{C_{gd}}{C_{gs}} + g_m \cdot (R_s + R_{gs}) \right)}} \quad (1.22)$$

Par conséquent, l'amélioration des composants impose de limiter les effets des éléments parasites susceptibles de dégrader les fréquences caractéristiques présentées ci-dessus. On peut ainsi espérer atteindre des fréquences encore plus grandes. Comme on le voit dans la formule (1.22), il faut minimiser les résistances parasites ainsi que la conductance de sortie $1/R_{ds}$ et maximiser le rapport C_{gs}/C_{gd} .

Le modèle grand signal du transistor est un modèle basé sur le modèle ci dessus mais complété pour tenir compte de l'évolution des éléments intrinsèques avec la polarisation, ainsi que des limitations dues au claquage ou au passage en polarisation directe de la diode de grille. Il est utilisé pour connaître le comportement en puissance du composant. La puissance de sortie théorique peut être évaluée à partir des paramètres obtenus en courant continu.

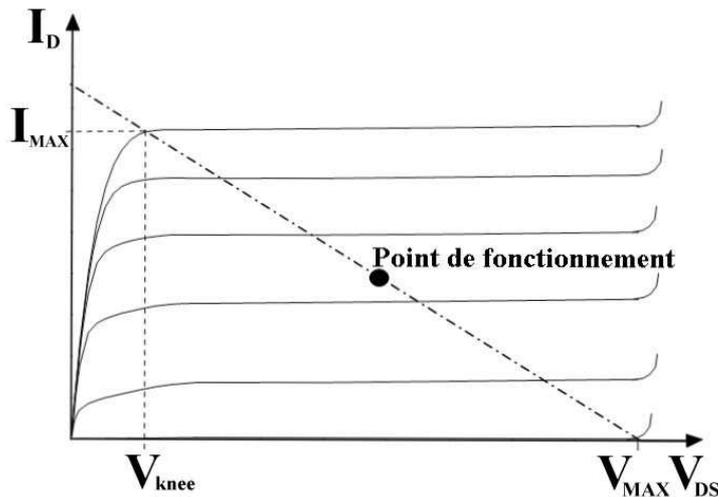


figure 1.14 : Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie

L'obtention du gain maximum disponible (MAG) nécessite de rajouter en entrée et en sortie des impédances d'adaptation. Celles-ci conduisent à l'excursion du point de fonctionnement instantané sur une ellipse de charge. Dans le cas idéal, cette ellipse de charge se confond avec la droite de charge de la figure 1.14. Cette droite de charge idéale (figure 1.14) ayant la plus grande exploration de la caractéristique courant-tension permet de prédire la puissance maximale théorique atteignable. Ainsi, une évaluation de la puissance de sortie s'écrit :

$$P_{\text{out}}^{\text{dc}} = \frac{I_{\text{MAX}} \cdot (V_{\text{max}} - V_{\text{knee}})}{8} \quad (1.23)$$

où I_{MAX} est le courant de saturation du composant, V_{max} est la tension maximale qui peut être assimilée à la tension de claquage, V_{knee} est la tension de coude, tension à laquelle le transistor entre dans le régime de saturation. Il est à noter qu'en pratique cette puissance sera inférieure car des effets de dispersion, tels que ceux créés par les pièges, tendent à diminuer les

performances. Le rendement en puissance ajoutée (Power Added Efficiency) s'exprime alors sous la forme :

$$P.A.E. = \frac{P_{out}(ac) - P_{in}(ac)}{P_{dc}} \quad (1.24)$$

où P_{dc} est la puissance d'alimentation en continu, $P_{in}(ac)$ la puissance d'entrée et $P_{out}(ac)$ la puissance de sortie du signal traité. Ce rendement doit être le plus élevé possible pour garantir le moins de pertes énergétiques possible.

1.3.4 Conclusion

Mettre en œuvre un transistor à Haute Mobilité Electronique à base de GaN nécessite, pour atteindre le maximum de puissance, un matériau ayant un fort champ de claquage ($V_{max} \# E_c$) et de bonnes propriétés de transport (forte densité de porteurs, une bonne mobilité et une haute vitesse de saturation) ($I_{DSS} \# v_{sat}$). La tenue en tension est également importante d'autant plus que GaN est prometteur dans ce domaine. Sur un plan technologique, les capacités et résistances parasites doivent être optimisées pour atteindre des fréquences de fonctionnement les plus élevées possible. Egalement, obtenir une faible tension de coude nécessite de minimiser les résistances d'accès au niveau des contacts de source et de drain, c'est à dire d'optimiser les contacts ohmiques. L'objectif reste encore ici, d'un point de vue pratique, de minimiser la résistance carrée de la couche ainsi que les résistances de contact des contacts ohmiques. Il n'existe pas de modèle théorique capable de prévoir la réponse d'un composant, une fois toutes les étapes technologiques effectuées. Améliorer les performances des transistors se fera donc par des améliorations du matériau ou des procédés technologiques de fabrication.

1.4 Problématiques technologiques dans la réalisation d'un HEMT

Comme il a été dit précédemment, l'utilisation du GaN présente des avantages potentiels en terme de puissance pour les hautes fréquences mais des obstacles plus ou moins importants sont aussi rencontrés. Dans cette partie du chapitre, nous abordons quelques problématiques liées à l'utilisation du GaN, en particulier nous décrivons les principaux obstacles liés à la croissance du matériau ou aux procédés technologiques. Ainsi, les difficultés liées à la croissance du matériau ou au « process » technologique seront évoquées. Les limitations sur le fonctionnement des composants et les performances obtenues par la communauté scientifique seront soulignées. Enfin, les orientations étudiées durant cette thèse seront présentées.

1.4.1 Substrats

L'un des principaux problèmes concernant la croissance du GaN et de ses dérivés reste la disponibilité de substrats adaptés en paramètre de maille et compatibles thermiquement. En effet, l'obtention de substrats massifs à base de GaN n'étant actuellement possible que pour de petites dimensions, la croissance se fait sur des substrats de nature chimique différente. Il s'agit alors d'hétéroépitaxie qui n'est pas favorable à l'obtention de couches ayant le minimum de défauts possible. De ce fait, les densités de dislocations observées sont de l'ordre de 10^8 - 10^{10} cm^{-2} . Dans les technologies silicium et GaAs, les densités de défauts rencontrées sont respectivement de l'ordre de $0,1$ cm^{-2} et 10^5 cm^{-2} . Le paramètre de maille le plus proche de celui de GaN est donc recherché dans le but de minimiser les contraintes mécaniques induites par la désadaptation, celles-ci ayant pour effet de dégrader les performances. Les principaux substrats utilisés sont actuellement le saphir (Al_2O_3) et le carbure de silicium (SiC). La problématique des coûts de production, notamment sur SiC, a incité de nombreuses équipes à développer d'autres filières, telle que la filière silicium (Si [111]) [18][19][20]. D'autres matériaux, tels que LiGa_2 ou ZnO, présentent des désadaptations de paramètres de maille de l'ordre de 2 % mais ont pour inconvénient d'être instables thermiquement, notamment aux températures supérieures à 1100°C que nécessite la croissance de GaN.

Malgré un désaccord de maille d'environ + 16% avec GaN et une conductivité thermique faible ($0,25$ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 100°C), le saphir est le substrat le plus largement utilisé. Les substrats de saphir sont transparents, stables à haute température et d'un coût très abordable. L'utilisation d'une couche de nucléation AlN ou GaN déposée à basse température a permis de diminuer fortement l'effet de la désadaptation sur la qualité des couches déposées.

La conductivité thermique bien meilleure de SiC ($4,5$ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), facilitant une bonne dissipation thermique de ces substrats, a permis d'accroître les performances des composants en évitant les chutes de courant dues à l'autoéchauffement. SiC en tant que substrat pour la croissance de GaN est utilisé principalement sous ses deux polytypes de maille hexagonale : 4H et 6H. Il présente plusieurs avantages par rapport au saphir. En effet, son désaccord de paramètre de maille n'est que de 3,5 %. Les épitaxies obtenues sont donc moins sujettes à l'apparition de défauts et la qualité cristalline est améliorée par rapport aux couches déposées sur saphir.

L'utilisation du silicium est mise en avant par les industriels pour tirer profit des avancées de la technologie silicium. Ainsi, de grandes tailles de substrats, et des appareillages adaptés, offrent des coûts potentiellement plus faibles que le développement de nouvelles technologies. L'utilisation reste cependant problématique en terme de désadaptation (- 17%)

et de dissipation thermique. Le coefficient de dilatation thermique est aussi très différent ce qui peut mener à la formation de craquelures dans les couches lors du refroidissement après dépôt. De très bons résultats ont cependant été obtenus sur des substrats d'orientation [111].

Un compromis technologique en terme de coût et de dissipation thermique a été concrétisé par le développement de substrats composites. Ainsi, le procédé Smartcut de Soitec a pu être appliqué pour produire un substrat silicium sur carbure de silicium polycristallin (SopSiC) et un substrat de SiC sur SiC polycristallin (SiCopSiC). Le SopSiC offre une solution technologique plus performante que le silicium et moins onéreuse que le SiC [21].

1.4.2 Etapes technologiques clefs

1.4.2.1 Contacts ohmiques

Le fonctionnement des transistors nécessite que les contacts de source et de drain soient de nature ohmique, c'est à dire que la conduction entre ces deux plots suive la loi d'Ohm (tout au moins dans la gamme de courant susceptible de parcourir le transistor). Afin de limiter les résistances d'accès, la résistance des contacts ohmiques doit être la plus faible possible.

Pour obtenir un contact ohmique sur un semi-conducteur on réalise une diode Schottky dont la hauteur de barrière doit être la plus faible possible. On favorise ainsi le transport par effet thermoionique. En optimisant le dopage du semi-conducteur l'effet tunnel est favorisé. La combinaison de ces deux effets conduit à la réalisation de contacts ohmiques de faible résistivité.

Etant donnée la tendance des couches à base de nitrure de gallium d'être de type N, l'obtention de bons contacts ohmiques est favorisée par l'utilisation de métaux à faibles travaux de sortie. Ainsi, des métaux tels que le titane, l'aluminium ou l'indium sont privilégiés. L'indium cependant, qui a une température de fusion de 429,75 K, est sensible à l'échauffement du composant et est donc évité pour obtenir une fiabilité de composants suffisante. Il peut par contre être utilisé pour des échantillons d'analyses tels que ceux destinés aux mesures par effet Hall. Dans le cas de matériaux de type P, le travail de sortie doit au contraire être élevé. La prise de contacts sur GaN de type P est rendue difficile par la densité de porteurs atteinte plus faible que dans le cas du GaN de type N.

Le système de couches métalliques titane, aluminium, nickel et or (Ti/Al/Ni/Au) est certainement l'un des plus employés [22]. C'est le système d'empilement métallique utilisé au laboratoire TIGER et il permet d'atteindre des résistances de contacts de l'ordre de 0,2 ohm.mm [23]. Le mécanisme de formation du contact ohmique n'est toujours pas clairement établi. Cependant, il semblerait que le titane réagisse avec l'azote de la couche supérieure pour former un alliage TiN. La consommation d'azote créerait des lacunes d'azote conduisant à un dopage local apparent de type N [24]. Un autre mécanisme consisterait en une diffusion du titane et/ou de l'aluminium dans la couche formant différents types d'alliages permettant une connexion au gaz 2D. Un chemin de diffusion privilégié serait celui formé par les dislocations émergentes. Dans le but de diminuer les résistances de contact et de stabiliser leur qualité, l'implantation de silicium des hétérostructures avant dépôt des métaux est une technique qui apparaît prometteuse [25].

1.4.2.2 Contacts Schottky

Les grilles des transistors sont des contacts Schottky. Elles ont pour rôle de contrôler la population d'électrons du canal en faisant varier leur potentiel. Dépeupler le canal nécessite de polariser négativement la grille du transistor en créant une zone de déplétion. Selon le modèle thermoionique, et avec le courant $I = J.S$ où S est la surface de la grille, la densité de courant J d'une diode polarisée en direct suit principalement une loi exponentielle de la forme [26]:

$$J = J_s \cdot [\exp(\frac{q \cdot (V - R_s \cdot I)}{\eta \cdot k \cdot T}) - 1] \text{ avec } J_s = A^{**} \cdot T^2 \cdot \exp(-\frac{q \cdot \Phi_b}{k \cdot T}) \quad (1.25)$$

où k est la constante de Boltzmann, q la charge de l'électron, A^{**} est la constante de Richardson (prise égale à $40 \text{ A.K}^{-2} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour GaN), Φ_b la hauteur de barrière effective, η le facteur d'idéalité valant 1 dans le cas d'une diode idéale, R_s la résistance série du contact et J_s la densité de courant à saturation.

La hauteur de barrière utilisée pour quantifier la qualité du contact Schottky, en association avec le facteur d'idéalité, peut donc être déduite de la mesure courant-tension en direct. Ainsi :

$$\Phi_b = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln\left(\frac{A^{**} \cdot T^2}{J_s}\right) \quad (1.26)$$

En traçant la caractéristique courant-tension, avec l'hypothèse $V \gg kT/q$, l'ordonnée à l'origine et la pente de la zone linéaire (en échelle Log) permettent réciproquement de remonter à la hauteur de barrière Φ_b et au facteur d'idéalité η [27]. En polarisation inverse, le courant doit être le plus faible possible. Ce dernier dépend de la hauteur de barrière Φ_b et par conséquent de la nature du métal utilisé ainsi que des défauts de la surface. La hauteur de barrière (Φ_b) est en effet la barrière énergétique que doivent franchir les électrons pour passer du contact métallique au semi-conducteur en polarisation inverse. Ainsi, plus la hauteur de barrière sera importante plus le courant en inverse sera faible. Les défauts tels que les dislocations [28] affectent la qualité des contacts Schottky en diminuant localement la hauteur de barrière [29]. Des prétraitements de surface peuvent être utilisés pour améliorer les contacts et diminuer les fuites de courant ou augmenter les hauteurs de barrière [30][31][32].

Métal	Travail de sortie Φ_m (eV)	Hauteur de barrière Φ_b (eV) (théorique)	Hauteur de barrière Φ_b (eV) (pratique)
Ti	4,33	0,23	0,1-0,6
Al	4,28	0,18	--
In	4,12	0,02	--
Mo	4,00-5,00	--	0,85 (TIGER)
Ni	5,15	2,35	0,6-1,0
Au	5,1	2,4	0,9-1,1
Pt	5,65	1,85	1,0-1,1
Pd	5,12	2,38	0,95

tableau 1.2 : Travaux de sortie de différents métaux et hauteurs de barrière attendues sur GaN

La hauteur de barrière est dépendante des propriétés du métal et particulièrement du travail de sortie. Un travail de sortie important favorise la hauteur de barrière sur un matériau de type N. De ce fait, l'utilisation de métaux tels que le nickel, le platine ou le palladium sont à

privilégier. D'autres critères sont également pris en compte dans le choix du métal de grille telle l'adhérence du métal. Ainsi, le molybdène a la particularité d'offrir une bonne adhérence lors de son dépôt et favorise donc le rendement des composants. Une bicouche métallique peut également être utilisée en ajoutant de l'or pour diminuer la résistance parasite totale de la métallisation.

1.4.3 Problématiques liées au fonctionnement du composant

Le fonctionnement d'un transistor en fréquence est très différent du fonctionnement en continu. Des phénomènes multiples ont tendance à dégrader les performances. Ainsi, le courant obtenu en polarisation continue n'est plus atteint lors d'un fonctionnement à plus haute fréquence ou à forte puissance. Parmi les raisons de ces dégradations, deux semblent particulièrement importantes.

1.4.3.1 Effet de la température

Atteindre des puissances importantes nécessite des tensions et des courants importants. De ce fait, les composants atteignent des températures élevées et ces températures nuisent aux performances. L'auto-échauffement d'un composant a pour conséquence de diminuer le courant maximum atteignable. Ainsi, une résistance négative apparaît sur la caractéristique $I_D(V_{DS})$ lorsque I_D et V_{DS} deviennent importants. Ceci est attribué à la baisse de mobilité des porteurs causée par la hausse de température.

Sur le long terme, de fortes températures de fonctionnement peuvent fortement nuire à la fiabilité des composants [33]. En effet, les différentes métallisations et matériaux utilisés lors des étapes technologiques peuvent voir leurs propriétés dériver avec le temps. Des effets de diffusion intermétallique, ainsi que des modifications structurales, peuvent être destructeurs ou très pénalisants en terme de fonctionnement électrique. Il est donc important de dissiper la chaleur pour diminuer la température en fonctionnement. L'utilisation de substrats bons conducteurs thermiques tels que SiC est fortement souhaitable pour atteindre les meilleures performances et fiabilités possibles.

1.4.3.2 Effet des niveaux profonds

Les niveaux profonds, usuellement appelés pièges [34], sont une cause de détérioration des performances d'un transistor. En effet, ces derniers ont pour propriété de capturer ou d'émettre des charges. N'ayant pas des temps de réponse aussi rapides que les fréquences imposées, leur processus de charge-décharge ne sont pas en phase avec la fréquence de fonctionnement. Ainsi en régime de polarisation instantané, le transistor peut délivrer un courant inférieur à celui obtenu en régime continu. Ces processus de charge-décharge nuisent aux performances du transistor en modifiant le nombre de porteurs impliqués dans le bon fonctionnement du composant. Les dégradations observées sont alors des chutes de courant et une augmentation de V_{knee} (tension de coude), tension à laquelle le transistor parvient à saturation.

Les pièges peuvent intervenir à différents endroits dans la profondeur de la couche épitaxiée. Des pièges actifs proches du substrat peuvent créer une grille « virtuelle » en face arrière (back-gate) et faire chuter le courant de drain. Des pièges peuvent aussi être associés aux dislocations mais cette origine reste controversée. De nombreuses publications tendent à démontrer que la principale source de pièges pénalisant les composants serait la surface libre de AlGaN : des liaisons pendantes ou des défauts de surface pourraient être à l'origine de niveaux situés dans la bande interdite de AlGaN. Le concept de grille « virtuelle » a été

proposé pour décrire l'accumulation d'électrons ou l'émission de trous causées par des pièges de surface à proximité de la grille métallique. Dans ces cas, la polarisation de surface est négative et joue le même rôle que la grille en créant une extension de la zone de déplétion diminuant encore plus le nombre de porteurs du gaz 2D d'électrons.

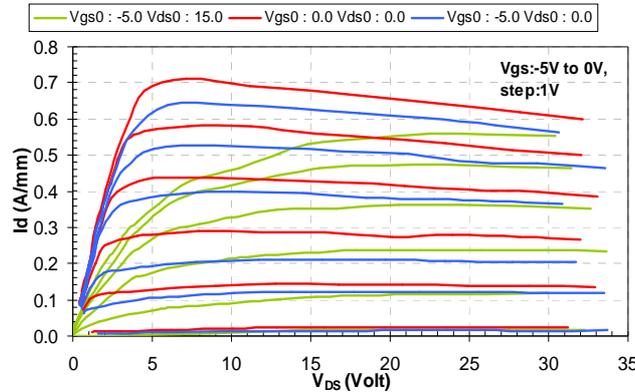


figure 1.15 : Exemple de caractérisation électrique de type pulsé mettant en valeur les phénomènes de « gate lag » et de « drain lag »

La figure 1.15 illustre la mesure des phénomènes de dégradation du comportement électrique des transistors. La courbe en rouge correspond au cas le plus favorable avec pour point de repos $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 0$ V. Dans le langage couramment employé pour décrire ces effets de chute de courant, le « gate lag » correspond à la dégradation que subit le courant de drain lorsqu'un changement rapide de potentiel de grille est réalisé à partir d'une polarisation de grille proche de la tension de seuil. Cet effet est attribué aussi bien à des états de surface qu'à des pièges profonds du substrat ou du buffer. La mesure électrique le met en évidence en prenant pour point de repos une tension de grille au delà de la tension de seuil. Dans l'exemple de la figure 1.15, le point de repos est $V_{GS} = -6$ V et $V_{DS} = 0$ V.

Le « drain lag » correspond à la dégradation que subit le courant de drain lorsqu'un changement rapide du potentiel de drain est appliqué à partir d'une polarisation fortement positive. Les effets combinés du drain lag et du gate lag peuvent conduire à de très fortes réductions de courant instantané. Dans l'exemple précédent, le point de repos est cette fois le couple : $V_{GS} = -6$ V et $V_{DS} = 15$ V.

Plusieurs solutions sont actuellement à l'étude pour diminuer les effets de ces dégradations, en particulier la passivation utilisée pour réduire les effets de chutes de courant attribuées aux charges de surface. Son effet visé est en effet d'éviter la formation de la grille virtuelle précédemment décrite. Plusieurs matériaux ont été étudiés pour jouer le rôle de passivants de surface. Ainsi, de nombreux diélectriques tels que MgO , Sc_2O_3 [35], AlN [36], Al_2O_3 et HfO_2 ont montré leur efficacité dans ce domaine. SiO_2 et Si_3N_4 demeurent cependant les matériaux les plus fréquemment utilisés sur les HEMTs à base de GaN [37]. Un autre effet serait, plutôt que de diminuer les états de surface, d'abaisser l'énergie d'ionisation de ces derniers. Ceci permettrait d'expliquer la hausse de densité de porteurs du gaz bidimensionnel d'électrons lors de l'ajout d'une passivation [38].

Plusieurs mécanismes expliquant l'effet de la passivation sur la diminution des chutes de courant sont décrits dans la littérature. L'un d'entre eux serait d'empêcher les électrons provenant de la grille d'atteindre les pièges de surface en les rendant plus profonds. Un autre serait dû au silicium provenant de SiN qui s'incorporerait en tant que dopant peu profond de type N et qui remplacerait les donneurs de surface [39]. Ces mécanismes ne sont pas les seuls expliquant l'effet de la passivation. Ainsi, il a été montré que les contraintes apportées par la couche de passivation peuvent aussi jouer un rôle selon qu'elles sont en tension ou en

compression [40]. Par conséquent, l'épaisseur et les conditions de dépôt telles que la température ou la fréquence dans le cas de PECVD sont des facteurs essentiels à l'obtention d'une bonne passivation. De même, la qualité et la propreté des surfaces sont aussi des éléments sensibles à surveiller très particulièrement lors des procédés technologiques, en particulier lors de l'utilisation de traitements, aussi bien chimiques que physiques, qui peuvent être envisagés pour contrôler tant que possible les propriétés des surfaces. Les phénomènes physiques engagés ne sont pas encore clairement compris à ce jour. Néanmoins, l'effet positif de la passivation pour diminuer les chutes de courant prouve une implication de la surface dans les phénomènes de dégradation de composants dans le fonctionnement en fréquence. Cependant, il a été constaté que l'ajout de passivation contribuait généralement à une hausse des courants de fuite de grille. Cette hausse a été attribuée à l'augmentation des courants à la surface de AlGaN [41]. De même, la passivation a aussi pour effet de réduire le champ de claquage des structures. Une amélioration technologique a été mise au point pour diminuer l'impact de la passivation sur la baisse du champ de claquage. Les plaques de champ (figure 1.16) (« field plate ») sont donc utilisées conjointement à la passivation pour étaler le champ électrique en sortie de grille coté drain [42]. C'est à cet endroit que les stigmates de claquage sont généralement observés. Il consiste à ajouter une électrode métallique plus longue au dessus de la grille.

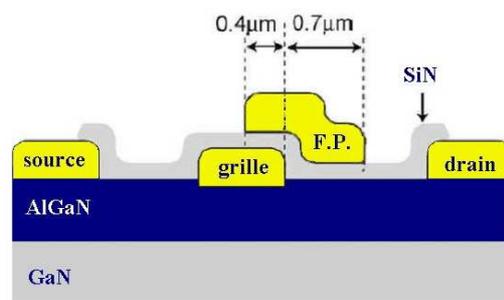


figure 1.16 : Schéma d'un transistor avec technologie de grille de type « Field-plate »

L'ajout du « field-plate » augmente le champ de claquage du dispositif [43][44] et diminue le piégeage de surface dû aux forts champs électriques. L'ajout du « field plate » a tendance à diminuer le gain et les fréquences de coupure car il a pour effet d'augmenter la valeur de la capacité grille-drain. Ce système est cependant utilisé dans les meilleurs composants actuels [45][46].

1.5 Performances des composants à base de GaN

Malgré les difficultés rencontrées, la technologie à base de nitride de gallium s'annonce prometteuse. Voici quelques résultats, parmi les meilleurs, relevés dans la littérature internationale.

Un des résultats majeurs de ces dernières années, en terme de puissance, reste le résultat de Cree. Sur substrat SiC et avec une technologie de plaque de champ, une puissance de 30,6 W/mm [45] a été atteinte à 8 GHz avec une P.A.E. de 49,6 %. Parallèlement une puissance de 32,2 W/mm à 4 GHz avec une P.A.E. de 54,8 % a aussi été obtenue. La même équipe a récemment obtenu une puissance de 41,4 W/mm à 4 GHz avec une PAE de 60 % [46]. Les caractéristiques d'évolution de la puissance de sortie, du gain en puissance et du rendement en fonction de la puissance en entrée, liées à cette performance, sont présentées à la figure 1.17.

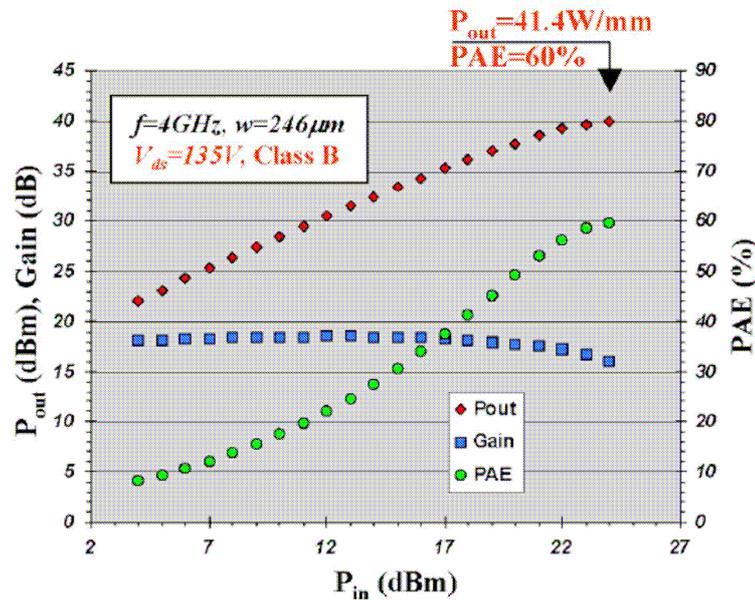


figure 1.17 : Mesures en puissance à 4 GHz d'un transistor doté de deux « field-plates » avec $L_g = 0,55 \mu\text{m}$ $W_g = 246 \mu\text{m}$ (d'après [46])

Sur saphir, 4,6 W/mm à 20 GHz et 12 W/mm à 4 GHz avec des plaques de champ sont parmi les meilleurs performances. De bons résultats sont aussi à signaler à plus haute fréquence. Ainsi, des puissances de 5,8 W/mm [47] et 8,6 W/mm [48] ont pu être atteintes à 30 GHz et 40 GHz.

Les substrats de silicium ont aussi permis d'atteindre de bons résultats. Par exemple, des puissances de 12 W/mm [18] à 2,1 GHz avec une PAE de 52,7 % et 7 W/mm [49] à 10 GHz avec une PAE de 38 % ont été atteintes. Aussi, une bonne performance française [20] a permis d'obtenir une puissance de 5,1 W/mm à 18 GHz avec une PAE de 20 %.

Le tableau 1.3 référence les fréquences de coupure et d'oscillation atteintes par la technologie GaN. Sur SiC, la fréquence de coupure la plus haute atteinte est de l'ordre de 150 GHz. Sur silicium, des fréquences de coupure du gain en courant de 46 GHz et maximum de 92 GHz ont été atteintes.

L_g (μm)	f_T (GHz)	f_{max} (GHz)	Réf.
0,05	110	140	[50]
0,06	152	173	[51]
0,09	81	187	[47]
0,12	121	162	[52]

tableau 1.3 : Performances atteintes en fréquences de coupure et d'oscillation

Le tableau 1.4 présente quelques résultats de puissance d'amplificateurs basés sur la technologie HEMT GaN. Depuis 2001, la puissance atteinte est supérieure à 100 W et des systèmes de ce type sont maintenant commercialisés. Les composants utilisés pour atteindre ces puissances semblent utiliser certaines innovations technologiques ou de structure matériau tels que le field plate, la grille nitride ou encore l'ajout d'un « cap » GaN dopé ou non... Le premier MMIC opérant dans la bande W (75 GHz-110 GHz) a permis d'obtenir une puissance de 316 mW pour un développement de 150 μm [53]. Les auteurs soulignent que ce résultat démontre la supériorité de GaN face aux technologies à base de GaAs ou d'InP. Le GaN permettrait d'atteindre des puissances au moins 10 fois supérieures à celles atteignables par ces matériaux.

	Cree [54]	RF micro devices	NEC [55]	Eudyna [56]	Nitronex [57]	TIGER (THALES)
Techno	Double field plate Couche AlN intermédiaire Substrat SiC	Grille nitride « Cap » layer non dopé Substrat SiC	Grille nitride Recess (21 nm) Substrat SiC	Field Plate source Substrat SiC « Cap » layer dope n	FP source Grille nitride Substrat Si « Cap » layer dopé n Imax = 640 mA/mm	Substrat SiC
Tension de polarisation V_{DS} (V)	55	48	53	63	60	50
Courant de polarisation I_D (mA)	X	3% Idmax	X	500 (14 mA/mm)	1000 (28mA/mm)	Classe B
Développement totale de grille (mm)	57,6	20	48	36	36	12
Puissance de sortie (W)	550 (9,6 W/mm)	100 (RF CW) (5 W/mm)	230 (4,8 W/mm)	150 (RF CW) (4,2 W/mm)	368 (RF pulsé) (10,2 W/mm)	60 (5 W/mm)
PAE (%)	66	55,3	67	54	70	45
Gain linéaire (dB)	12,5	13,3	9,5	12,9	17,5	12
Fréquence (GHz)	3,5	2,14	2	2,14	2,14	3

tableau 1.4 : Récapitulatif des performances en puissance d'amplificateurs à base de HEMTs AlGaN/GaN

Les résultats de la littérature démontrent l'intérêt que nous avons à optimiser nos structures et nos procédés technologiques. Parmi les évolutions de structures HEMTs, l'ajout d'un « cap » GaN semble être un point important à étudier. L'ajout d'une couche d'AlN intermédiaire semble aussi prometteur.

1.6 Orientations de l'étude

Atteindre des performances en puissance pour les hyperfréquences est, comme nous l'avons vu précédemment, à la fois un challenge tant sur le plan de la technologie que sur la croissance des épitaxies.

Durant cette thèse nous nous sommes essentiellement efforcés d'étudier des structures épitaxiées dans le système de matériaux AlGa_N/Ga_N et d'en analyser les effets sur les propriétés physiques des HEMTs afin d'en optimiser les performances. Ceci a été le cas lors des études sur le « cap » haute température et sur le « cap » basse température. Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, le contrôle des états de surface de la structure HEMT est un point primordial pour réussir à diminuer les effets de chute de courant lors de la montée en fréquence. Ajouter une couche de Ga_N, ou d'un autre matériau comme ceux obtenus à plus basses températures par MOCVD, peut permettre d'augmenter la distance entre le gaz bidimensionnel d'électrons et la surface. L'impact des pièges de surface serait alors diminué. De plus, dans le cas du Ga_N, dont la croissance se fait à haute température, l'effet sur les pièges de surface pourrait être bénéfique aux performances des transistors.

Un nouveau système de matériaux a été mis en œuvre en s'orientant vers l'hétérostructure AlInN/GaN. Les simulations des performances accessibles avec ce type de structure font de cette filière un sujet très motivant à explorer. Il s'est agi dans ce cas de développer la connaissance du matériau et des structures qui en découlent ainsi qu'une technologie associée. L'expérience acquise sur le système AlGa_N/Ga_N a été très bénéfique pour l'avancée des travaux.

1.7 Références du chapitre I

- [1] International Technology Roadmap for Semiconductors. Radio frequency and analog/mixed-signal technologies for wireless communications. (2005) : .
- [2] Yole Développement. **GaN Market Analysis**. avril, 2005.
- [3] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.* (2001) **89**: pp. 5815-5880.
- [4] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, Y. Saito and Y. Nanishi. Unusual properties of the fundamental band gap of InN. *Appl. Phys. Lett.* (2002) **80**: pp. 3967-3969.
- [5] I. Vurgaftman and J.R. Meyer. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *J. Appl. Phys.* (2003) **94**: p. 3675.
- [6] W. Walukiewicz, S.X. Li, J. Wu, K.M. Yu, J.W. Ager, E.E. Haller, H. Lu, W.J. Schaff. Optical properties and electronic structure of InN and In-rich group III-nitride alloys. *J. Crystal Growth* (2004) **269**: pp. 119-127.
- [7] Hajime Okumura. Present status and future prospect of widegap semiconductor high-power devices. *Jpn. J. Appl. Phys.* (2006) **45**: pp. 7565-7586.
- [8] S. Strite and H. Morkoç. GaN, AlN and InN: A review. *J. Vac. Sci. Technol. B* (1992) **10**: pp. 1237-1266.
- [9] J.C. Zolper, R.G. Wilson, S.J. Pearton and R.A. Stall. Ca and O ion implantation doping of GaN. *Appl. Phys. Lett.* (1996) **68**: p. 1945.
- [10] M. A. di Forte-Poisson, F. Huet, A. Romann, M. Tordjman, D. Lancefield, E. Pereira, J. Di Persio and B. Pecz. Relationship between physical properties and gas purification in GaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy. *J. Cryst. Growth* (1998) **195**: pp. 314-318.
- [11] H. Morkoç, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdlov, and M. Burns. Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies. *J. Appl. Phys.* (1994) **76**: pp. 1363-1398.
- [12] F. Bernardini, V. Fiorentini and D. Vanderbilt. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Phys. Rev. B* (1997) **56**: .
- [13] O. Ambacher et al.. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.* (1999) **85**: pp. 3222-3232.

- [14] I.P. Smorchkova, C.R. Elsass, J.P. Ibbetson, et al.. Polarization-induced charge and electron mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *J. Appl. Phys.* (1999) **86**: pp. 4520-4526.
- [15] W. S. Chen, S. J. Chang, Y. K. Su, R. L. Wang, C. H. Kuo, S. C. Shei. AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors with various Al mole fractions in AlGa_N barrier. *J. Crystal Growth* (2005) **275**: pp. 398-403.
- [16] S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, and T. Jimbo. Characterization of different-Al-content AlGa_NGa_N heterostructures and high-electron-mobility transistors on sapphire. *J. Vac. Sci. Technol. B* (2003) **21**: pp. 888-894.
- [17] G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore, and E. Playez. A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech* (1988) **36**: pp. 1151-1159.
- [18] J.W. Johnson, E.L.Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts, J.D. Brown, S. Singhal, and K.J. Linthicum. 12 W/mm AlGa_N-Ga_N HFETs on silicon substrates. *IEEE Electron Device Letters* (2004) **25**: p. 459.
- [19] S. Arulkumaran, M. Miyoshi, T. Egawa, H. Ishikawa, and T. Jimbo. Electrical characteristics of AlGa_N/Ga_N HEMTs on 4-in diameter sapphire substrate. *IEEE Electron Device Lett.* (2003) **24**: pp. 497-499.
- [20] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoël, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquière, J.C. DeJaeger, and S. Delage. Output power density of 5.1 W/mm at 18 GHz with an AlGa_N HEMT on Si substrate. *IEEE Electron Device Letters* (2006) **27**: pp. 7-9.
- [21] R. Langer, B. Faure, A. Boussagol, P. Bove, H. Lahreche, A. Wilk, J. Thuret, F. Letertre. Recent achievements in SopSiC substrates for high power and high frequency applications. In *Cs mantech conference*. 2006.
- [22] A. N. Bright, P. J. Thomas, M. Weyland, D. M. Tricker, C. J. Humphreys and R. Davies. Correlation of contact resistance with microstructure for Au/Ni/Al/Ti/AlGa_N/Ga_N ohmic contacts using transmission electron microscopy. *J. Appl. Phys.* (2001) **89**: pp. 3143-3150.
- [23] B. Jacobs, M.C.J.C.M. Kramer, E.J. Geluk, F. Karouta. Optimisation of the Ti/Al/Ni/Au ohmic contact on AlGa_N/Ga_N FET structures. *Journal of Crystal Growth* (2002) **241**: pp. 15-18.
- [24] D. W. Jenkins and J. D. Dow. Electronic structures and doping of InN, In_xGa_{1-x}N, and In_xAl_{1-x}N. *Phys. Rev. B* (1989) **39**: pp. 3317 - 3329.
- [25] D. Qiao, Z. F. Guan, J. Carlton, S. S. Lau, and G. J. Sullivan. Low resistance ohmic contacts on AlGa_N/Ga_N structures using implantation and the "advancing" Al/Ti metallization. *App. Phys. Lett.* (1999) **74**: pp. 2652-2654.
- [26] E.H. Rhoderick and R.H. Williams. Metal-Semiconductor Contacts. . Oxford Science Publications, 1988.

- [27] Dieter K. Schroder. Semiconductor material and device characterization. Wiley-Interscience Publication (Ed.). , 1990.
- [28] Y. Huang, X. D. Cheng, S. Fung, C. D. Beling and C. C. Ling. Experimental study and modeling of the influence of screw dislocations on the performance of Au/n-GaN Schottky diodes. *J. App. Phys.* (2003) **94**: pp. 5771-5775.
- [29] K. Shiojima, J. M. Woodall, C. J. Eiting, P. A. Grudowski and R. D. Dupuis. Effect of defect density on the electrical characteristics of n-type GaN Schottky contacts. *J. Vac. Sci. Technol. B* (1999) **17**: pp. 2030-2033.
- [30] T. G. G. Maffei, M. C. Simmonds, S. A. Clark, F. Peiro, P. Haines and P. J. Parbrook. Influence of premetallization surface treatment on the formation of Schottky Au-nGaN contacts. *J. App. Phys.* (2002) **92**: pp. 3179-3186.
- [31] S. T. Bradley, S. H. Goss, J. Hwang, W. J. Schaff, and L. J. Brillson. Pre-metallization processing effects on Schottky contacts of AlGaIn/GaN heterostructures. *J. App. Phys.* (2005) **97**: .
- [32] E. J. Miller, D. M. Schaadt, E. T. Yu, P. Waltereit, C. Poblenz and J. S. Speck. Reverse-bias leakage current reduction in GaN Schottky diodes by electrochemical surface treatment. *App. Phys. Lett.* (2003) **82**: .
- [33] I. Daumillier, C. Kirchner, M. Kamp, K. J. Ebeling and E. Kohn. Evaluation of the temperature stability of AlGaIn/GaN heterostructure FET's. *IEEE Electron Device Lett.* (1999) **20**: .
- [34] R. Vetry. **Polarization induced 2DEG in AlGaIn/GaN HEMTs: On the origin, DC and transient characterization.** Thèse université de Californie, Santa Barbara. 2000.
- [35] B. Luo et al. Influence of MgO and Sc₂O₃ passivation on AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors. *Appl. Phys. Lett.* (2002) **80**: pp. 1661-1663.
- [36] J. Hwang, W.J. Schaff, B.M. Green, H. Cha, L.F. Eastman. Effects of a molecular beam epitaxy grown AlN passivation layer on AlGaIn/GaN heterojunction field effect transistors. *Solid-State Electronics* (2004) **48**: pp. 363-366.
- [37] Green, B.M.; Chu, K.K.; Chumbes, E.M.; Smart, J.A.; Shealy, J.R.; Eastman, L.F.; The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaIn/GaN HEMTs. *IEEE Electron Device Lett.* (2000) **21**: pp. 268-270.
- [38] B. Jogai. Influence of surface states on the two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN heterojunction field-effect transistors. *J. Appl. Phys.* (2003) **93**: pp. 1631-1635.
- [39] R. Vetry, N. Q. Zhang, S. Keller and U. K. Mishra. the impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs. *IEEE Trans. Electron Devices* (2001) **48**: pp. 560-566.
- [40] P. Kordos, P. Kudela, D. Gregusova and D. Donoval. The effect of passivation on the performance of AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors. *Semicond. Sci. Technol.* (2006) **21**: pp. 1592-1596.

- [41] W.S. Tan, M.J. Uren, P.A. Houston, R.T. Green, R.S. Balmer, and T. Martin. Surface leakage currents in SiN_x passivated AlGaIn/GaN HFETs. *IEEE Electron Device Lett.* (2006) **27**: pp. 1-3.
- [42] S. Karmalkar, M. S. Shur, G. Simin and M. A. Khan. Field-plate engineering for HFETs. *IEEE Trans. Electron Devices* (2005) **52**: pp. 2534-2540.
- [43] Huili Xing, Y. Dora, A. Chini, S. Heikman, S. Keller, and U. K. Mishra. High breakdown voltage AlGaIn-GaN HEMTs achieved by multiple field plates. *IEEE electron device lett.* (2004) **25**: pp. 161-163.
- [44] Y. Dora, A. Chakraborty, L. McCarthy, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra. High Breakdown Voltage Achieved on AlGaIn/GaN HEMTs With Integrated Slant Field Plates. *IEEE electron device lett.* (2006) **27**: pp. 713-715.
- [45] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra and P. Parikh. 30-W/mm GaN HEMTs by Field Plate Optimization. *IEEE Electron Device Lett.* (2004) **25**: pp. 117-119.
- [46] Y.F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder and P. Parikh. 40-W/mm double field-plated GaN HEMTs. *IEEE Device Research Conference* (2006) : .
- [47] T. Inoue, Y. Ando, H. Miyamoto, T. Nakayama, Y. Okamoto, K. Hataya and M. Kuzuhara. 30-GHz-band over 5-W power performance of short-channel AlGaIn/GaN heterojunction FETs. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* (2005) **53**: p. 74.
- [48] Y.-F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, U.K. Mishra and P. Parikh. 8-Watt GaN HEMTs at Millimeter-Wave Frequencies. In *Ieee electron devices meeting, iedm technical digest.* 2005.
- [49] D.C. Dumka, C. Lee, H.Q. Tserng, P. Saunier and M. Kumar. AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrate with 7 W/mm output power density at 10 GHz. *Electron. Lett.* (2004) **40**: pp. 1023-1024.
- [50] M. Micovic, N. S. Nguyen, P. Janke, W.-S. Wong, P. Hashimoto, L.-M. McCray and C. Nguyen. . *Electron Lett.* (2000) : p. 358.
- [51] M. Higashiwaki and T. Matsui. . *Jpn. J. Appl. Phys.* (2005) **44**: .
- [52] V. Kumar, W. Lu, R. Schwindt, A. Kuliev, G. Simin, J. Yang, M. A. Khan and A. Adesida. . *IEEE Electron Device Lett.* (2002) **23**: p. 455.
- [53] M. Micovic, A. Kurdoghlian, P. Hashimoto, M. Hu, M. Antcliffe, P. J. Willadsen, W. S. Wong, R. Bowen, I. Milosavljevic, A. Schmitz, M. Wetzel, D. H. Chow. GaN HFET for W-band Power Applications. In *Ieee international electron devices meeting (iedm).* 2006.
- [54] Y.-F. Wu, S.M. Wood, R.P. Smith, S. Sheppard, S. T. Allen, P. Parikh and J. Milligan. An internally-matched GaN HEMT amplifier with 550-watt peak power at 3.5 GHz. In *Ieee international electron devices meeting (iedm).* 2006.
- [55] Okamoto, Y.; Ando, Y.; Hataya, K.; Nakayama, T.; Miyamoto, H.; Inoue, T.; Senda, M.; Hirata, K.; Kosaki, M.; Shibata, N.; Kuzuhara, M.. Improved power performance for a

recessed-gate AlGaIn-GaN heterojunction FET with a field-modulating plate. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* (2004) **52**: pp. 2536-2540.

[56] T. Kikkawa., E. Mitani, K. Joshin, S. Yokokawa, Y. Tateno. An Over 100 W CW Output Power Amplifier Using AlGaIn/GaN HEMTs. In *Cs mantech.* 2004.

[57] Therrien, B., Singhal, S., Johnson, J.W., Nagy, W., Borges, R., Chaudhari, A., Hanson, A.W., Edwards, A., Marquart, J., Rajagopal, P., Park, C., Kizilyalli, I.C., & Linthicum, K.J. . A 36mm GaN-on-Si HFET Producing 368W at 60V with 70% Drain Efficiency. In *Ieee international electron devices meeting (iedm), washington, dc.* 2005.

CHAPITRE II

2. Croissance et optimisation de la structure AlGaIn/GaN

Les chutes de courant de drain en régime dynamique, dont les pièges sont les principales causes identifiées, pénalisent les performances des composants. La passivation de surface des composants est un moyen largement employé pour limiter l'effet de ces pièges de surface responsables de fortes chutes de courant.

L'utilisation d'un passivant n'est pas sans obstacle et le contrôle des étapes technologiques s'avère indispensable pour assurer l'obtention des meilleurs composants. La mise à l'air des surfaces de zone active est, par exemple, un des problèmes rencontrés lors de l'élaboration de HEMTs standards. De ce fait, envisager de contrôler les états de surface en modifiant la structure de l'échantillon ou en ajoutant une étape de pré-passivation dans la continuité de la croissance semblent être de bons moyens de limiter l'apparition de pièges à l'interface entre la structure HEMT et le passivant.

La passivation étant un excellent moyen de limiter les chutes de courant, réaliser une passivation in-situ dans la continuité de la croissance des épitaxies est la technique que nous avons choisie dans ce travail pour contrôler les états de surface, et en particulier ceux de AlGaIn. L'optimisation des structures employées peut mener à la diminution de l'impact des pièges sur ces dégradations. Deux pistes ont été plus particulièrement suivies dans ce travail :

D'une part, l'ajout d'une fine couche de GaN en surface (« cap » layer) de structures standards. Pour cela, différents échantillons ont été réalisés avec des couches superficielles de GaN (« cap layer ») d'épaisseur variant de 0 nm à 5,5 nm. Des caractérisations structurales et électriques ont permis de comprendre les effets et de départager les structures aux propriétés améliorées.

D'autre part, des passivations in-situ à base de matériaux déposés à plus faibles températures ont également été envisagées. Celles-ci ont l'avantage d'offrir une protection de la surface supérieure de la structure HEMT (couche d'AlGaIn).

Dans un premier temps, nous présentons les procédures expérimentales qui ont permis de mener cette étude. L'obtention des échantillons par épitaxie est aussi évoquée.

Ensuite, l'étude concernant l'ajout du « cap » haute température est décrite. L'accent est tout d'abord mis sur les caractérisations structurales puis sur les caractérisations électriques qui nous ont permis de mieux comprendre les effets impliqués par l'ajout d'une fine couche de GaN.

Enfin, dans le cadre du troisième paragraphe, nous abordons l'étude qui a porté sur la pré-passivation in-situ à base de matériaux déposés à plus basse température. Une optimisation des structures, qui a mené à la réalisation de composants, est présentée. Les applications aux composants ne seront présentées qu'au chapitre IV.

2.1 Croissance et procédure expérimentale

Les échantillons étudiés dans ce travail ont été réalisés par LPMOCVD (Low Pressure Metal Organic Chemical Vapour Deposition) dans un réacteur d'épithaxie de type Aixtron 200-RF, sur substrat saphir et sur substrat SiC-4H. Les précurseurs des éléments du groupe III ont été le triéthylgallium (TEG), le triméthylgallium (TMG), et le triméthylaluminium (TMAI). L'ammoniaque (NH₃) a été utilisé comme source d'azote. La croissance des couches a été effectuée à basse pression (50 mb) et à haute température (T = 1160°C). Avec ces conditions, les vitesses de croissance étaient de 0,5 µm/h pour l'AlGaN et de 1,2 µm/h pour le GaN. Le gaz vecteur utilisé était l'hydrogène. Le détail de la structure d'étude est schématisé sur la figure 2.1.

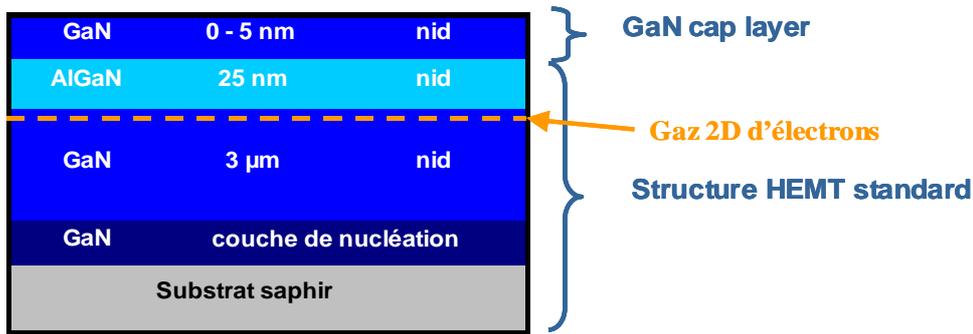


figure 2.1 : Structures HEMTs étudiées

Sur substrat saphir, la très forte désadaptation de réseau de GaN par rapport à celui du saphir ($\approx 16\%$), nécessite au démarrage de l'épithaxie le dépôt préalable d'une couche de nucléation de GaN déposée à basse température (560°C) et d'épaisseur 25 nm. Dans le but de réduire les contraintes résiduelles et de limiter la diffusion d'impuretés vers la zone active une couche intermédiaire de GaN également déposée à basse température (560°C) est insérée dans le GaN haute température, à 0,6 µm au-dessus de la première couche de nucléation. Il a été montré que la présence d'une couche mince intermédiaire basse température avait pour effet d'abaisser fortement, de une à plusieurs décades selon le nombre de couches intermédiaires insérées, la densité de dislocations traversantes (threading dislocations) [1][2].

Sur substrat SiC, pour lequel la désadaptation est beaucoup moins importante ($\approx 3\%$), la nucléation se fait par l'intermédiaire d'un super-réseau (SR) à base de GaN/GaAlN déposé à plus haute température (990°C). Dans les deux cas, une préparation de surface adéquate est nécessaire pour faciliter le démarrage des épithaxies [3].

La couche tampon de GaN déposée à haute température (autour de 1150°C) est suffisamment épaisse (autour de 3 µm) pour jouer le rôle d'un substrat épais pour les couches supérieures. C'est elle en particulier qui impose son paramètre de maille dans le cas d'une croissance pseudomorphique. Sur cette couche est déposé AlGaN avec une concentration en aluminium située autour de 29 % et une épaisseur visée de 25 nm. De par la structure choisie, c'est dans le GaN de la couche tampon qu'est confiné le gaz bidimensionnel d'électrons (figure 2.1). Sur substrat saphir comme sur substrat SiC, nous avons pu vérifier que la croissance de AlGaN, pour l'épaisseur et la composition visées, était réellement pseudomorphique (paragraphe 2.2.1).

L'influence de l'épaisseur de la couche contact (« cap layer ») haute température a été étudiée tant sur les aspects structuraux que sur l'aspect composant. Différents échantillons ont servi à la caractérisation du matériau. Cinq d'entre eux ont été destinés à la réalisation de

composants. Le caractère original de la couche contact basse température a nécessité une étude plus complexe et approfondie.

Dans cette étude, le procédé technologique choisi a été celui utilisé en routine sur les échantillons contractuels. Un nettoyage chimique préalable des plaques à l'acétone et au propanol est réalisé dans le but de dégraisser les surfaces. De même, un traitement à l'acide nitrique et à l'acide chlorhydrique permet d'éliminer les résidus métalliques et de désoxyder les surfaces.

A chaque étape technologique correspond un niveau de masque de lithographie pour lequel une enduction de résines à la tournette et une insolation sont réalisées, suivies d'une révélation au développeur. Le système de masque utilisé a été le TRT-00 anciennement utilisé pour l'étude du MESFET-SiC.

Les contacts ohmiques sont réalisés par dépôt de couches de titane (12 nm), d'aluminium (200 nm), de nickel (40 nm) et d'or (100 nm) déposées par évaporation électronique. Cet empilement est ensuite recuit sous atmosphère d'azote à 900°C durant 30 secondes. Ce recuit assure l'ohmicité des contacts et permet en principe d'atteindre des résistances de contacts inférieures à 0,2 Ω .mm [4]. L'isolation des composants est obtenue par implantation ionique d'hélium suivie d'un recuit de 5 minutes à 400°C sous atmosphère d'azote.

Les grilles sont constituées d'un bicouche de molybdène (40 nm) et d'or (300 nm) déposé par évaporation électronique. Une légère gravure ionique au canon à argon (1'30'' secondes à 200 eV) est pratiquée avant le dépôt pour préparer la surface et ainsi améliorer les propriétés des contacts. Deux plaques (aec1173 et aec1178) de l'étude sur le « cap » GaN haute température ont été accidentellement gravées dix fois plus longtemps que prévu. Cette gravure a mené à un recess de grille d'environ 5 nm.

Les composants sont ensuite passivés grâce à un dépôt de diélectriques. Les matériaux utilisés sont SiO₂ (100 nm) suivi de Si₃N₄ (50 nm). Ces couches sont déposées par PE-CVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). L'ouverture de la passivation se fait par gravure RIE (Reactive Ion Etching) à base de SF₆ et CHF₃. Les plots de contacts sont alors dégagés et rendus accessibles pour une prise de contacts électriques.

Les composants ont été étudiés avant et après passivation afin de vérifier l'interaction entre une couche contact GaN et le matériau passivant. Ces différentes étapes technologiques sont nécessaires pour pouvoir analyser les propriétés électriques des échantillons.

2.2 Etude du « cap » GaN haute température

Ce paragraphe a pour objet de présenter les résultats des caractérisations structurales et électriques réalisées après épitaxies sur des couches avec « cap » GaN de différentes épaisseurs déposées à haute température ($\sim 1150^\circ\text{C}$), le but poursuivi étant une recherche d'optimisation de l'épaisseur de la couche contact autorisant les meilleures performances pour les composants. Ces caractérisations sont des passages obligés pour sélectionner les échantillons susceptibles d'être utilisés précisément pour l'élaboration de composants. L'étude spécifique de la couche contact basse température est reportée au paragraphe 2.3.

2.2.1 Caractérisations structurales des couches épitaxiées

Ces caractérisations ont fait largement appel à la diffraction des rayons X en mode haute résolution (double et triple diffraction), à la microscopie électronique en transmission pour l'analyse en volume, et à la microscopie à force atomique (AFM) pour l'analyse des surfaces. Nous ne détaillerons pas ces techniques qui sont maintenant largement connues, exception peut être de la technique de réflectivité des rayons X dont nous rappelons le principe en annexe I.

Les mesures de diffraction X réalisées en routine au laboratoire ont pour but principal de déterminer la qualité cristalline des structures et de calculer le taux d'aluminium dans les couches d'AlGaIn. Elles permettent aussi de calculer les contraintes et déformations résiduelles dans les différentes couches [5]. La qualité cristalline peut être évaluée à partir des profils mesurés et particulièrement à partir des largeurs à mi-hauteur des différents pics. Les mesures de type ω - 2θ sont sensibles aux paramètres de réseau et à leurs fluctuations. Pour les plans réflecteurs symétriques de type (0006) ou (0002), les mesures sont sensibles uniquement aux variations du paramètre c . Les largeurs et la forme des pics de diffraction sont alors un indicateur de l'homogénéité cristalline selon l'axe [0001]. Les mesures de type ω (à 2θ fixé) sont quant à elles sensibles à la mosaïcité du matériau, c'est à dire aux désorientations locales induites soit par des sous-joints entre grains, soit par des dislocations, soit par un désordre d'alliage.

La figure 2.2 montre une comparaison entre un profil expérimental (ω - 2θ) et un profil simulé (programme Philips X'pert Epitaxy) d'une structure AlGaIn/GaN. Les profils théorique et expérimental de AlGaIn se superposent presque parfaitement confirmant ainsi la bonne qualité structurale des couches d'AlGaIn. La différence de largeur à mi-hauteur observée sur le pic du GaN est une conséquence de la présence de la couche de nucléation et de la couche intermédiaire de GaN dont la croissance à basse température les rend fortement mosaïques [2].

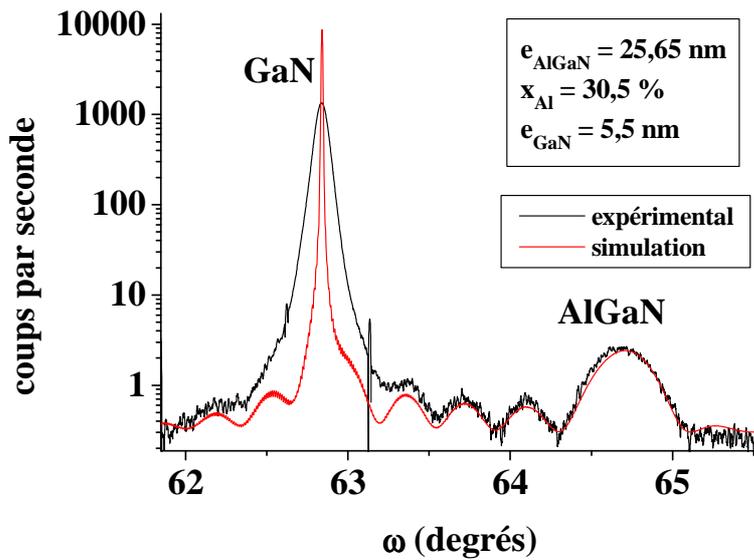


figure 2.2 : Superposition des profils $\omega/2\theta$ simulé et expérimental (plans (0006)) de la couche AEC1136 (avec « cap » visé 5 nm)

On note également que les pics expérimentaux et simulés correspondant aux franges de Pendellösung se superposent de façon remarquable. L'épaisseur de la couche d'AlGaN déduite de la période des franges (25,65 nm) a été validée par réflectométrie de rayons X. Le caractère abrupt des interfaces entre GaN et AlGaN a été confirmé par la concordance des mesures d'épaisseurs réalisées par réflectométrie de rayons X et par analyse des franges de diffraction X. Ces mesures confirment la superposition de l'interface chimique avec l'interface structurale.

Le tableau 2.1 montre les largeurs à mi-hauteur intrinsèques des pics de diffraction de GaN et de AlGaN pour la réflexion symétrique (0002) obtenues en géométrie (ω -2 θ) par triple diffraction X (diffractomètre Seifert équipé d'un analyseur en sortie d'échantillon, étude réalisée par R. Bisaro au Centre de Recherches de Thales à Palaiseau (Thales-TRT)). La largeur à mi-hauteur du pic de GaN mesurée autour de 13 arcsec est semblable à la résolution instrumentale de l'appareil de mesure. On notera que la valeur théorique de la largeur à mi-hauteur, calculée selon le modèle de Darwin pour les cristaux parfaits, vaut 13''04 [6]. Ce résultat confirme l'excellente qualité cristalline du matériau GaN obtenu par croissance MOCVD, et la non dispersion du paramètre c dans l'épaisseur. La largeur mesurée pour AlGaN, de l'ordre de 450 arcsec, intègre l'effet de couche mince qui a pour conséquence un élargissement des profils intrinsèques de diffraction dont la valeur dépend de l'épaisseur traversée. Ceci résulte de ce que, pour la réflexion utilisée, la longueur de cohérence est assimilable à l'épaisseur de la couche diffractante. Cette longueur est, selon la formule approchée de Scherrer [6], inversement proportionnelle à la largeur à mi-hauteur (FWHM) du pic de diffraction. Un calcul simplifié de la largeur à mi-hauteur dans ce cas, dans le cadre de la théorie cinématique de la diffraction des rayons X et en négligeant les micro-déformations [7], conduit à une valeur de 412 arcsec pour l'échantillon aec1136 (compte tenu de son épaisseur). Ce résultat est aussi une excellente confirmation de la qualité cristalline intrinsèque des couches d'AlGaN, nonobstant la présence de défauts (dislocations) que le calcul ne prend pas en compte, et de même les corrections d'appareillage qui contribuent à l'élargissement des profils de diffraction.

Echantillon	Épaisseur « cap » visée (nm)	Épaisseur AlGaIn (nm)	FWHM GaN (arcsec)	FWHM AlGaIn (arcsec)
Aec1130	0	25,05	12,4	475,6
Aec1090	0	25,3	12,7	586,3
Aec1137	3	24,5	13,6	455,6
Aec1136	5	25,65	12,1	422,9
AEC1134	0	31,25	12,9	479,3

tableau 2.1 : Largeurs à mi-hauteur intrinsèques de GaN et de AlGaIn (ω -2 θ scan avec troisième-axe – réflexion (0002))

Le tableau 2.2 présente les largeurs à mi-hauteur des pics (0002) de GaN et de AlGaIn, en variation ω à 2 θ fixé (ω -scan) pour différentes épaisseurs du « cap » GaN. L'ajout du « cap » GaN ne semble pas modifier la qualité structurale des couches. Ainsi, la largeur du pic de GaN reste sensiblement égale à 300 secondes d'arc et celle de AlGaIn à environ 260 secondes d'arc. La valeur systématiquement légèrement plus grande de la largeur à mi-hauteur du pic GaN par rapport à celle de AlGaIn est à imputer à la couche de nucléation et à la couche intermédiaire, et à leurs voisinages immédiats dans GaN, fortement perturbés. La mosaïcité de AlGaIn est ici clairement induite par celle du buffer GaN.

Echantillon	« Cap » Ép. nominale (nm)	FWHM GaN (0002) (arcsec)	FWHM AlGaIn (0002) (arcsec)	FWHM GaN (11-24) (arcsec)
Aec1130	0	300	257	116
Aec1090	0	304	247	108
Aec1137	3	296	259	123
Aec1136	5	294	262	113
Aec1134	0	251	315	80,5

tableau 2.2 : Largeurs à mi-hauteur des pics relatifs aux plans (0002) de GaN et de AlGaIn mesurées en ω avec troisième axe (ω -scan)

Dans ces structures, la mosaïcité est essentiellement due aux dislocations de croissance. Sa mesure à partir de réflexions sur des plans symétriques ou asymétriques est un indicateur du nombre et de la nature de ces dislocations [8]. La valeur de 300 arcsec pour la réflexion (0002) du GaN se compare très favorablement à celles généralement publiées dans la littérature pour cette réflexion (entre 250 et 350 arcsec) [9][10].

Les réflexions symétriques du type {0001} sont sensibles pour l'essentiel aux composantes du vecteur de Burgers non nulles sur l'axe c [0001], c'est à dire aux dislocations vis pures de vecteur de Burgers c ou mixtes de vecteur de Burgers $a + c$. Les dislocations coin pures alignées selon c , de vecteur de Burgers a , ne sont pas « vues » par ces réflexions [9]. Le fait que la largeur à mi-hauteur est relativement faible (~ 120 arcsec) pour la réflexion asymétrique (11-24) en incidence rasante (tableau 2.2), normalement sensible à la projection du vecteur de Burgers a sur ce plan, ici non nulle, (noter que les réflexions asymétriques sont sensibles à la présence des trois types de dislocations) laisse supposer une densité de dislocations coin peu élevée, voire inférieure à celle des dislocations vis. Ce résultat est en contradiction avec ceux habituellement publiés dans la littérature. De fait, Heying et al, déjà cités [9], et beaucoup d'auteurs en général [11][12], observent une densité de dislocations coin supérieure, voire très supérieure, à celle des dislocations vis, déduites de largeurs à mi-hauteur mesurées en asymétrique. Ces valeurs, comprises entre 400 arcsec et 700 arcsec,

dépendent du plan asymétrique choisi pour la réflexion car la contribution à la largeur à mi-hauteur de la projection du vecteur de Burgers \mathbf{a} des dislocations dépend de l'angle du plan réflecteur avec le plan de base (qui contient \mathbf{a}) [8]. On peut raisonnablement penser, au vu de nos mesures, que les densités de dislocations de croissance vis et mixtes sont au moins comparables, sinon supérieures, à celle des dislocations coins, ce que certains auteurs ont également observé dans des situations comparables, la répartition vis/coin/mixtes étant essentiellement contrôlée par les conditions de croissance et en particulier par la façon de réaliser la ou les couches de nucléation (*voir note de bas de page*).

La mesure du taux d'aluminium dans la couche d'AlGaIn se fait communément en mesurant l'écart relatif angulaire entre les pics de GaN et d'AlGaIn sur un profil $\omega/2\theta$, dans l'hypothèse d'une croissance pseudomorphique, à savoir des paramètres de maille identiques dans le plan de base (0001). L'hypothèse d'une croissance pseudomorphique pour un AlGaIn d'épaisseur moyenne 25 nm a été validée par une cartographie de réseau réciproque, qui montre que les centres de gravité des profils de GaN et de AlGaIn sont parfaitement alignés selon l'axe [0001] du réseau réciproque (figure 2.3). En présence d'une relaxation plastique, le centre de gravité du pic de AlGaIn serait décalé par suite des rotations du réseau induites par les dislocations. On notera au passage le caractère mécaniquement métastable du matériau AlGaIn. Pour une composition de l'ordre de 30 % d'aluminium, l'épaisseur critique théorique pour la génération de dislocations de désadaptation de réseau (DDR) serait de l'ordre de 3 nm [13], bien en-dessous de la valeur réelle d'environ 25 nm. On remarquera sur la cartographie l'extension en mosaïcité (axe \mathbf{q}_y) particulièrement marquée du « substrat » GaN par rapport à celle de AlGaIn, confirmant ainsi les mesures reportées dans les tableaux 2.1 et 2.2.

La genèse de ces dislocations coins en forte densité est maintenant bien connue. Elle est le résultat de la coalescence entre îlots de la couche de nucléation lorsque ceux-ci commencent à grossir dès lors que la température de croissance remonte, depuis la valeur de basse température pour la formation des îlots ($\approx 550^\circ\text{C}$) jusqu'à la température de travail ($\approx 1100^\circ\text{C}$), pour la croissance de GaN. La croissance latérale des îlots conduit au phénomène de coalescence. Les interfaces de coalescence accommodent les désorientations locales entre îlots, et l'absence de cohérence entre eux, par la formation de parois de sous-joints d'axe [0001] constitués de dislocations coins pures de vecteur de Burgers \mathbf{a} alignées selon \mathbf{c} . L'effet global de ces dislocations est un ensemble de rotations locales d'axe \mathbf{c} (twist) qui contribue à l'élargissement des profils de diffraction en réflexion asymétrique. A ces rotations dans le plan de base se superposent des désorientations locales entre îlots (tilt) qui résultent du phénomène de recristallisation des grains eux-mêmes (du cubique à l'hexagonal) sur des surfaces non appariées (saphir) conduisant entre autres à la création de fautes d'empilement et de boucles de dislocations fautées. Ce sont ces désorientations autour de l'axe \mathbf{c} qui sont à l'origine de la formation des dislocation vis \mathbf{c} et mixte $\mathbf{c} + \mathbf{a}$. La mosaïcité qui en résulte interprète l'élargissement des profils X en réflexion symétrique mesurés en mode ω . La répartition des dislocations, à la fois en densité et en nature, est donc essentiellement liée à la façon dont le réseau d'îlots a été constitué (densité et taille) et s'est organisé (coalescence cohérente ou incohérente) lors de la croissance de la couche de nucléation. Si de fait les premières publications sur le sujet ont essentiellement montré la prépondérance des dislocations coins sur les dislocations vis (forte densité d'îlots et coalescence incohérente), les publications plus récentes, indépendamment des stratégies adoptées pour réduire le nombre de dislocations, montrent des densités plus équilibrées, en moyenne autant de dislocations vis que de dislocations coins. Ceci est à mettre au crédit des améliorations apportées au fil du temps à la qualité des substrats et à leur préparation de surface, à l'amélioration des réacteurs d'épitaxie et de leur automatiser et au savoir faire acquis par les épitaxieurs eux-mêmes.

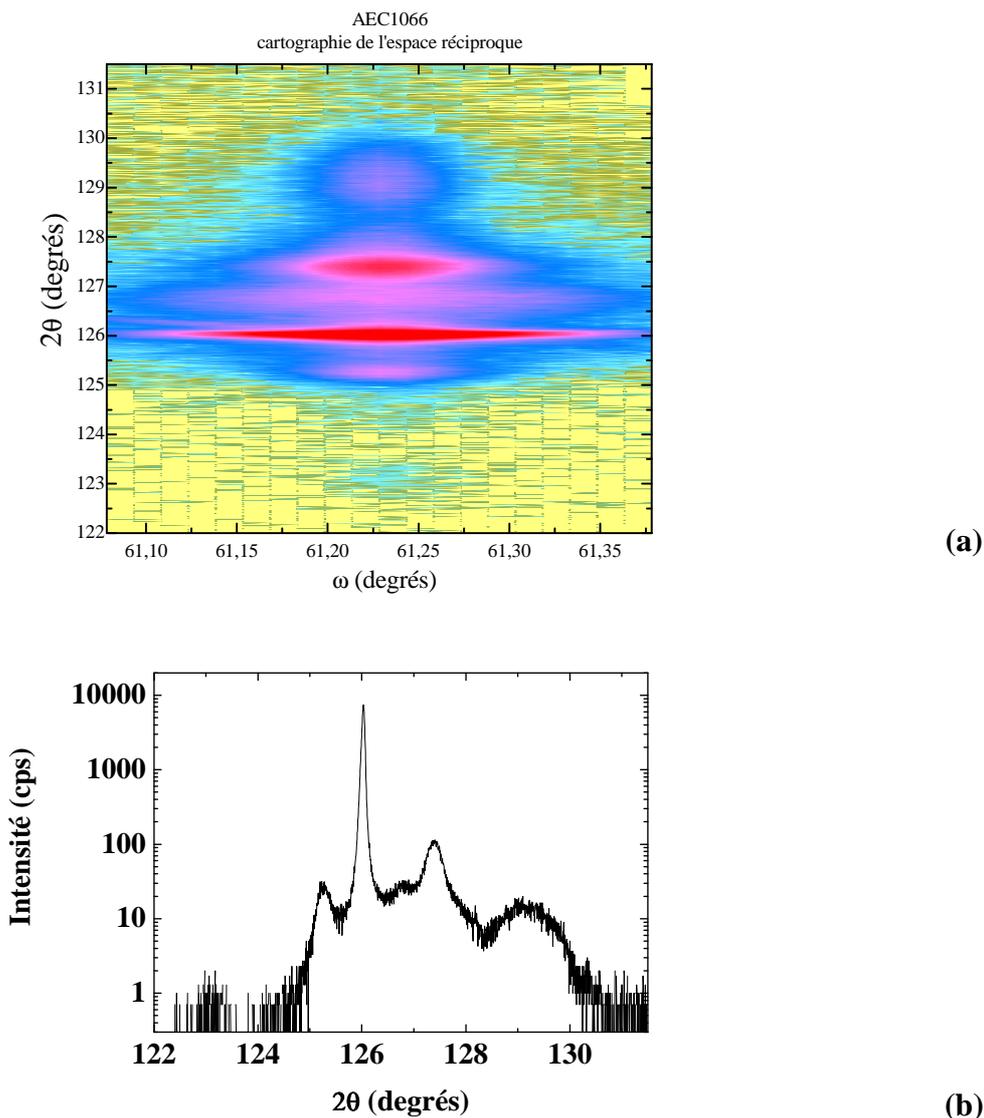


figure 2.3 : Cartographie de rayons X (réflexion (0006)) (a) et profil ω - 2θ correspondant, centre de la cartographie (b) pour l'échantillon aec1066 (AlGa_N/Ga_N/SiC) (cartographie réalisée par R. Bisaro, du Centre de Recherches de Thales (TRT))

L'étude systématique des couches menée par diffraction X a permis au passage de mettre en évidence un « effet » de déplacement du pic de AlGa_N associé à une variation de l'épaisseur de la couche contact. La figure 2.4 montre en illustration une superposition des profils obtenus pour trois structures identiques, qui ne diffèrent que par l'épaisseur du « cap », tous paramètres de croissance identiques par ailleurs. On y note le décalage observé des positions du pic de AlGa_N et de celles des franges de Pendellösung associées, ce qui traduit une variation « apparente » de la composition x mesurée de AlGa_N en fonction de l'épaisseur du « cap ».

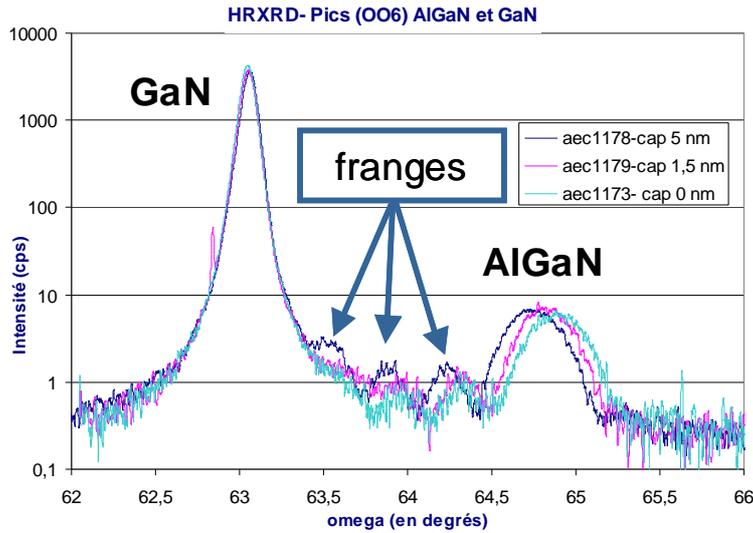


figure 2.4 : Profils de HRXRD ω -2 θ selon les plans (0006) de structures HEMTs avec différentes épaisseurs de « cap »

Les valeurs calculées à partir des profils de la figure 2.4 sont présentées dans le tableau 2.3.

Echantillon	ep « cap » (en nm)	FWHM GaN (arcsec)	FWHM AlGaIn (arcsec)	Contrainte (Gpa)	xAl (en %)
AEC1173	0	290	1283	3,46	27,9
AEC1179	1,5	292	1123	3,30	26,6
AEC1178	5,0	292	1353	3,15	25,4

tableau 2.3 : Concentrations d'aluminium et contraintes dans différentes couches de l'étude (ω -2 θ scan)

La composition x étant évaluée indirectement à partir de la mesure du paramètre c de la couche d'AlGaIn, toute variation de x traduit une modification du paramètre c , et par suite une modification a priori de l'état de contrainte de AlGaIn en présence du « cap » GaN. Deux paramètres peuvent conduire à une modification de l'état de contrainte du matériau AlGaIn et interpréter l'influence de l'épaisseur du GaN en surface, c'est d'une part une déformation résiduelle additionnelle de AlGaIn induite par le GaN de surface lui-même (effet purement mécanique), et d'autre part une modification du champ piézoélectrique induit par la présence d'une couche supplémentaire modifiant la répartition des charges électriques dans la structure (effet purement électrique). Un calcul élastique simple montre qu'à l'équilibre élastique, l'ajout d'une couche de quelques nanomètres de GaN en surface est physiquement négligeable sur la relaxation élastique de la couche d'AlGaIn. Il est très vraisemblable qu'une modification du champ piézoélectrique induite par la présence d'une couche superficielle soit à l'origine de ce « déplacement » de composition [14].

La calibration des épaisseurs des différentes couches, dont la couche contact GaN, a utilisé la technique de réflectométrie X, bien adaptée à la mesure des épaisseurs de couches minces voisines d'une surface libre, compte tenu de la faible pénétration des rayons X dans ce cas (inférieure à 500 nm), l'avantage étant, indépendamment du caractère non destructif de la méthode, une extrême sensibilité aux surfaces et interfaces, autorisant à la fois une mesure très précise des épaisseurs de couches à l'aide des franges de Kiessig et une estimation des

rugosités d'interface à l'aide d'un logiciel de simulation des profils d'intensité. Les évaluations des rugosités d'interface ont visé à établir une corrélation avec les observations d'AFM et avec les propriétés de transport électronique. Le principe de la réflectivité des rayons X et sa mesure sont reportés en Annexe I.

Les profils ont été réalisés sur un appareil Seifert MZ-IV équipé d'un goniomètre de type $\theta/2\theta$ [15]. La longueur d'onde utilisée était celle de la raie K_α du cuivre. La figure 2.5 montre l'application du principe de la mesure par application de la transformée de Fourier au profil de réflectométrie corrigé dans le cas d'un échantillon de « cap » d'épaisseur 5 nm (aec1136).

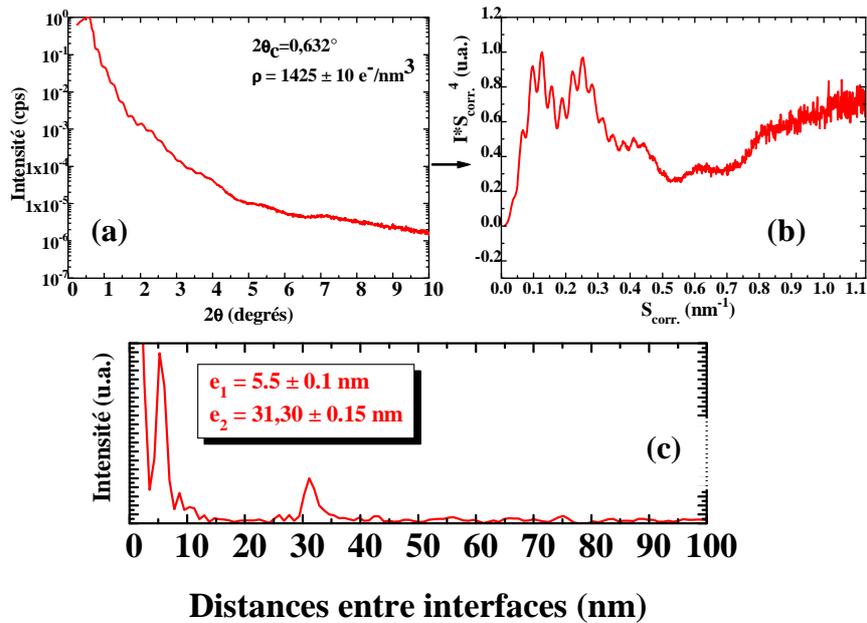
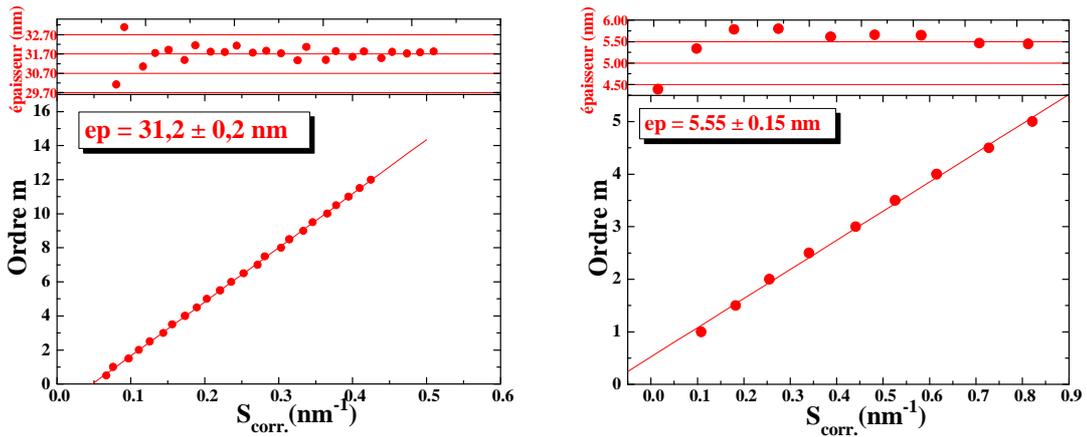


figure 2.5 : Mesures de réflectivité de rayons X sur l'échantillon aec1136 (a), correction du profil (b) et application de la fonction d'autocorrélation (c) (Profils réalisés par O. Durand et C. Lucas du Centre de Recherches de Thales (TRT))

La figure 2.6 présente le tracé des droites obtenues par pointé des franges. Les deux couches d'épaisseurs différentes donnent lieu à des oscillations de périodes différentes. Ainsi, les franges de petite période sont liées à l'épaisseur totale des deux couches tandis que celles de plus grande période sont liées à la couche de plus faible épaisseur.



(a) pointé des franges de petite période (b) pointé des franges de plus grande période
figure 2.6 : Pointé des franges des deux contributions correspondant aux couches d’AlGaIn et GaN (échantillon aec1136, épaisseur visée du « cap » 5 nm)

Le tableau 2.4 ci-dessous récapitule les épaisseurs mesurées par cette méthode sur différents échantillons de l’étude. Tous ne font pas partie de l’étude présentée ici mais font partie des croissances réalisées dans l’enceinte qui contribuent à affiner les conditions de croissance.

Echantillon	Épaisseur AlGaIn nominale (en nm)	Épaisseur AlGaIn mesurée (en nm)	Épaisseur GaN nominale (en nm)	Épaisseur GaN mesurée (en nm)
AEC1130	25	25,5	--	--
AEC1137	25	24,5	3	4,4
AEC1136	25	25,7	5	5,5
AEC1134	30	31,25	--	--
AEC1071	24	22,7	--	--
AEC1072	24	22,65	3	3,55
AEC1075	24	22,7	1,5	1,2
AEC1090	28	25,3	--	--

tableau 2.4 : Récapitulatif des mesures d’épaisseurs des couches par réflectivité de rayons X

On peut constater que les épaisseurs mesurées pour AlGaIn sont en bon accord avec les épaisseurs visées lors de l’épitaxie. L’accord est relatif pour les épaisseurs de la couche contact, le réglage de la calibration des épaisseurs étant très délicat à réaliser dans le cas de couches ultra minces. Ces résultats montrent l’intérêt et l’importance des mesures de RRX pour le contrôle et l’étalonnage des paramètres d’épitaxie. La mesure par RRX est aussi exploitable pour évaluer les rugosités de surface et d’interface. La rugosité RMS (Root Mean Square) est définie par :

$$\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} z^2 \cdot p(z) \cdot dz \quad (2.1)$$

où z est la hauteur mesurée perpendiculairement à la surface et $p(z)$ une fonction de distribution gaussienne avec $\langle z \rangle = 0$.

L’intensité du faisceau est atténuée par la rugosité (microscopique) des interfaces. En effet, la rugosité agit sur le profil de réflectométrie comme un facteur de Debye-Waller qui

atténue le contraste des franges d'ordres élevés. La rugosité de surface a une incidence directe sur la décroissance globale de l'intensité tandis que les rugosités aux interfaces influent sur l'amplitude des franges. Ainsi, des simulations de l'influence des rugosités sur les profils de réflectométrie permettent en principe de déterminer les différentes rugosités. Dans les faits, c'est la rugosité à l'interface inférieure AlGaIn/GaN proche du gaz d'électrons qui est la plus aisément, et précisément, déterminée. En effet, cette rugosité a un impact sensible sur le contraste des franges de petites périodes du profil d'intensité de réflectométrie. Par le biais d'un logiciel de simulation nous avons pu encadrer les valeurs possibles de la rugosité à cette interface et par conséquent définir une barre d'erreur. Les résultats de ces mesures de rugosité sont reportés dans le tableau 2.5 pour l'interface inférieure AlGaIn/GaN voisine du gaz 2D d'électrons.

Echantillon	Épaisseur « Cap » (nm)	Rugosité de l'interface AlGaIn/GaN (nm)
Aec1130	0	1,1 ± 0,2
Aec1137	3	1,0 ± 0,2
Aec1136	5	1,3 ± 0,2

tableau 2.5 : Récapitulatif des valeurs de rugosité d'interface AlGaIn/GaN déterminées par RRR

On notera que la rugosité d'interface n'est pas globalement modifiée par la variation d'épaisseur de la couche contact GaN. La valeur 1 nm correspond en ordre de grandeur à des différences de niveau de deux distances interatomiques. C'est typiquement ce que l'on attend d'une croissance bidimensionnelle, en cohérence avec le caractère pseudomorphique de la croissance de AlGaIn attesté par les rayons X et que confirment les observations par AFM.

La figure 2.7 montre un exemple caractéristique de la morphologie AFM d'une surface de GaN témoin avant dépôt de la couche d'AlGaIn. Les marches atomiques y sont nettement observables et valident un régime de croissance à deux dimensions. La rugosité mesurée est ici de l'ordre de 0,5 nm RMS (Root Mean Square), soit deux monocouches de GaN, sur une image de 5 x 5 μm².

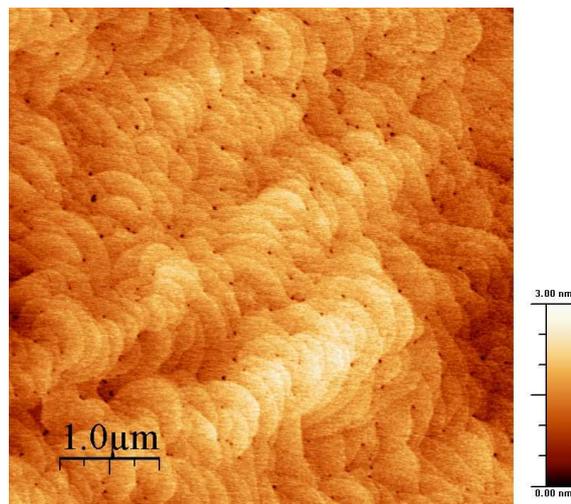
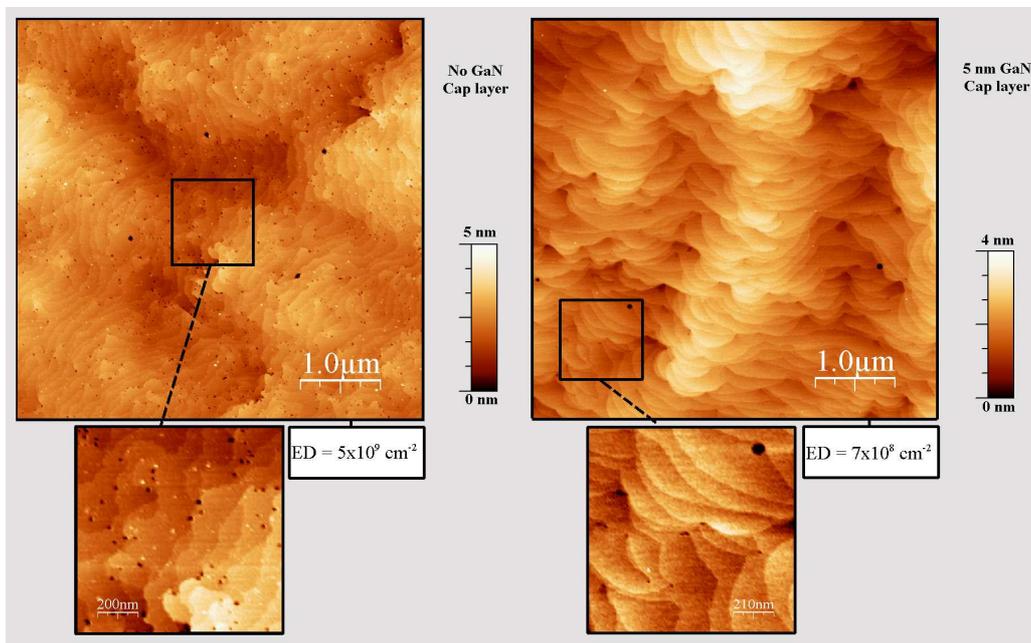


figure 2.7 : Topographie AFM de l'échantillon aec1055, couche tampon GaN de 2 μm d'épaisseur

On y note la présence de nombreux points noirs, en densité de l'ordre de $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, qui se trouvent pour la plupart soit à l'intersection de deux marches, soit alignés le long de terrasses. Les points noirs sur les topographies AFM sont usuellement attribués aux émergences des

dislocations de croissance (également appelées traversantes), dont le comptage sert traditionnellement à fournir une estimation de la densité de dislocations présentes dans les couches [16]. La correspondance entre ces points et les émergences de dislocations a été à plusieurs reprises vérifiée par des attaques chimiques préférentielles [17] et leur densité confirmée par microscopie électronique en transmission.

La figure 2.8 montre une comparaison de deux structures HEMT typiques avec « cap » de 5 nm et sans « cap ». On notera la différence morphologique des deux surfaces, l'une caractéristique du ternaire AlGaIn, l'autre du binaire GaN. Les espèces en présence et de même les cinétiques de diffusion en surface avant adsorption modifient fortement les faciès des terrasses et l'apparence des points noirs, dont le nombre apparaît plus réduit (réduction d'un facteur 10 ?) dans le cas de structures avec « cap ». En réalité, l'image AFM met en évidence dans ce cas deux tailles de points noirs, des points noirs de petite taille, peu visibles mais toujours présents le long de marches ou à l'intersection de marches, et des points noirs de grande taille.



**figure 2.8 : Topographie AFM sans « cap » (gauche) et avec « cap » (droite) GaN.
Mesure de la densité de défauts émergents**

Une illustration de ces gros points noirs est fournie par la figure 2.9 qui en montre un nombre relativement réduit (densité mesurée de 5.10^8 cm^{-2}) mais d'extension latérale large, sur une surface de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ d'un échantillon avec couche contact de 4,4 nm (tableau 2.4). La position de ces points noirs coïncide le plus souvent avec les endroits où plusieurs marches sont concourantes. Ceci suggère de les associer à des émergences de dislocations vis ou mixtes, individuelles ou en paquets. La formation des marches sur les surfaces (0001) associées à des points qui les bordent suggère en effet le mécanisme de création des dislocations vis, avec déplacement relatif des deux lèvres de la coupure d'un vecteur de cisaillement (vecteur de Burgers) parallèle à l'axe *c*. De tels déplacements sont visibles par AFM sur les surface (0001), au contraire des dislocations coin pures parallèles à l'axe *c* qui n'en produisent pas car le vecteur de déplacement est dans le plan lui-même. De fait, de nombreuses observations rapportées dans la littérature s'accordent pour relier les points noirs de petite taille et relativement diffus aux émergences des dislocations coin pures. Une interprétation de ce type a en particulier été proposée par Pakula et al. [18] qui ont observé par

AFM des piqûres de corrosion de deux tailles différentes sur des surfaces de GaN recuites sous silane et montré que les piqûres de grand diamètre étaient associées aux dislocations vis ou mixtes, et les piqûres de taille réduite aux dislocations coin pures.

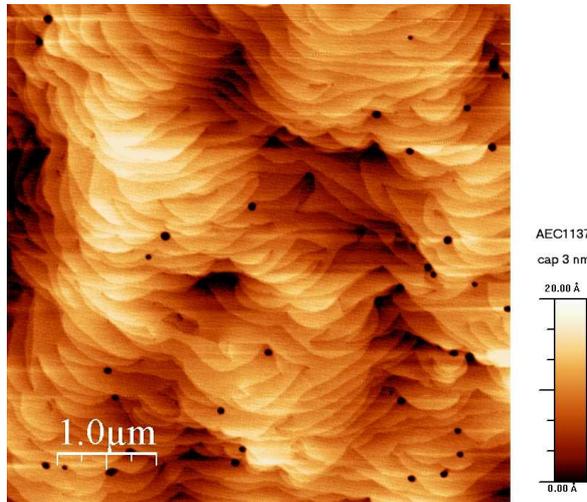


figure 2.9 : Topographie AFM de l'échantillon aec1137 (épaisseur « cap » visé GaN 3 nm)

L'interprétation donnée à ces points noirs de grande taille d'une densité importante de dislocations vis par rapport aux dislocations coins dans nos structures conforte les analyses déduites des largeurs à mi-hauteur des profils X exposées ci-dessus. Nous verrons ci-dessous que les observations par microscopie électronique en transmission vont aussi dans le même sens.

La figure 2.10 montre une vue en coupe (cross section) de l'échantillon aec1130, à un grossissement qui permet de bien visualiser à la fois la couche tampon GaN, la couche ternaire AlGaN et l'interface entre les deux. On notera le caractère très homogène des matériaux que montre l'absence de variation brutale du contraste, et le caractère très abrupt de l'interface AlGaN/GaN parfaitement bien délimitée (et exempte de défauts) sur l'image.

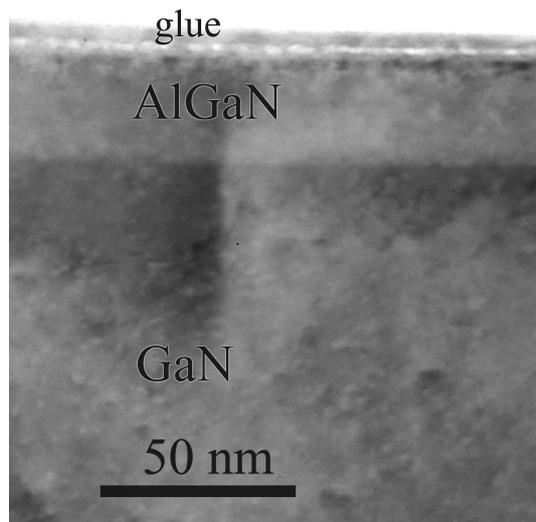


figure 2.10 : Image TEM à fort grossissement de la plaque aec1130

La figure 2.11 montre une image haute résolution de l'échantillon aec1136 avec « cap » de 5,5 nm de GaN visible sur le cliché. La résolution des plans atomiques sur l'image, et l'absence de défauts visibles, est une confirmation de l'excellente qualité structurale de ces

couches. Les épaisseurs de la couche de AlGaIn (25,6 nm) et de GaN (5,5 nm) sont conformes aux valeurs mesurées par réflectométrie X.

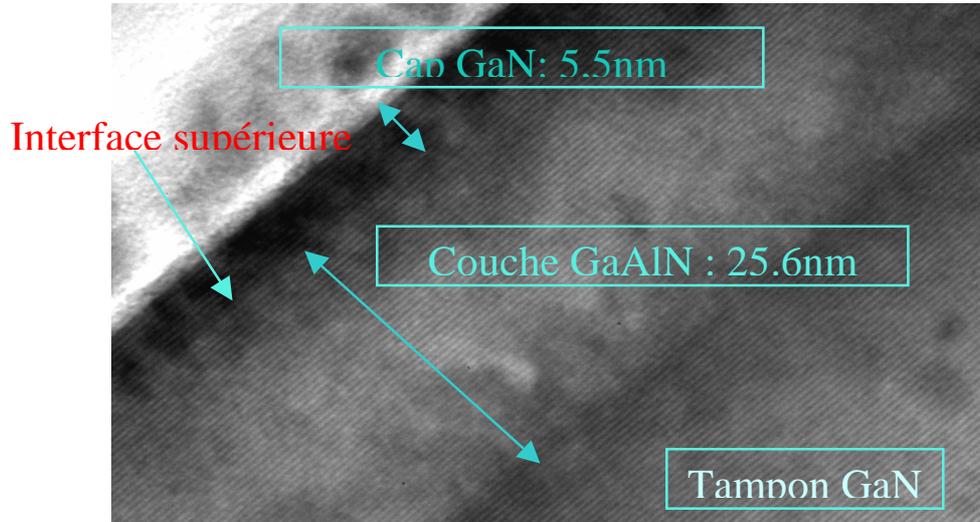


figure 2.11 : Image TEM haute résolution en coupe de l'échantillon aec1136 avec « cap » de 5,5 nm

La figure 2.12 montre une vue en coupe à faible grossissement, en champ clair (a) et en champ noir (b), de l'échantillon aec1130 (sans « cap ») représentative de la distribution des défauts dans la couche tampon GaN. On y distingue nettement la couche GaN basse température intermédiaire dont le rôle de filtre à dislocations rapporté par de nombreux auteurs [1][2][19][20] est ici clairement mis en évidence, notamment sur la vue en champ noir (b). De nombreuses dislocations de croissance générées à partir de la première couche de nucléation s'arrêtent brusquement à la traversée de la couche intermédiaire, en réalité se courbent sous l'effet des très fortes contraintes créées par la croissance à basse température de cette couche qui se comporte clairement ici comme une deuxième couche de nucléation, et restent soit piégées dans cette couche soit subissent un phénomène de déviation puis repartent dans la direction de l'axe de croissance. On note également que d'autres dislocations apparaissent, générées à cette deuxième interface. Dans tous les cas cependant, il y a réduction de la densité de dislocations de croissance, ainsi que l'ont montré de nombreux auteurs [2][19][20][21][22][23][24][25].

L'idée d'introduire une couche mince intermédiaire à basse température dans l'épaisseur de la couche tampon GaN, initialement proposé par M. Iwaya, déjà cité, a été reprise et testée par de nombreux auteurs. Les approches ont porté à la fois sur la nature de cette couche intermédiaire, GaN, AlN, AlGaIn, déposée à différentes « basses » températures, et sur différents substrats (saphir et SiC). Dans tous les cas, il a été constaté une diminution de la densité de dislocations de croissance, parfois de façon considérable (plusieurs décades, selon le nombre de couches intermédiaires ajoutées). Cet effet, tout à fait général, n'apparaît donc pas dépendre ni de la nature du matériau, ni de la très « basse » température utilisée, ni du substrat. Plusieurs auteurs ont rapporté l'inconvénient d'un accroissement de la contrainte résiduelle dans le GaN tampon dans le cas où la couche intermédiaire est GaN. Nous n'avons pas observé un tel effet dans nos couches. La mesure du paramètre c du GaN par référence au paramètre c du saphir, déduite des profils de triple diffraction X, montre que le GaN tampon est peu contraint, légèrement en tension pour certaines couches, légèrement en compression pour d'autres. Ce résultat est en accord avec les observations de Y.L. Tsai et al. [21].

D'un autre côté, beaucoup d'études ont porté sur AlN [19][22][23][25] dont l'action semble de diminuer notablement les fortes contraintes de tension résiduelles générées dans la

couche tampon GaN par une couche mince GaN, et d'éliminer les fissurations éventuelles. Quelque soit cependant le choix du matériau constituant la couche intermédiaire, l'interprétation généralement acceptée pour expliquer la diminution de densité de dislocations est l'absence d'interfaces de coalescence dans la deuxième couche de nucléation [26]. Cette absence se traduit par une forte diminution des dislocations coins, ce qui peut interpréter nos résultats de diffraction X. Ici encore, le savoir faire dans la réalisation par épitaxie de cette couche intermédiaire apparaît essentiel pour atteindre les fortes réductions souhaitables pour accroître les durées de vie des composants.

La figure 2.12 (b) montre bien qu'il y a réduction à priori de la densité de dislocations traversantes dans nos couches. L'analyse de la nature des vecteurs de Burgers \mathbf{b} par critère d'extinction $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ (\mathbf{g} est le vecteur de diffraction) sur les clichés de microscopie électronique est délicate dans le cas des nitrures et nous n'avons pas pu la réaliser.

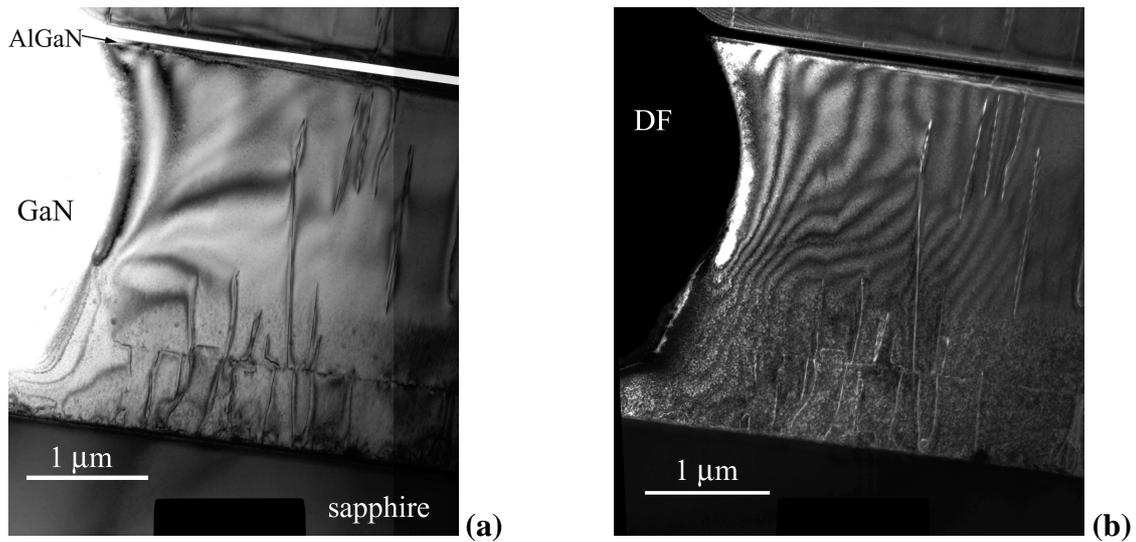


figure 2.12 : Images TEM en (a) mode Bright Field (BF) et (b) Dark Field (DF) de la couche sans « cap » (AEC1130) (clichés B. Pecz)

Le fait d'une diminution très probable de la densité de dislocations coins est illustré sur la figure 2.13 qui montre des vues planes (plane view) des échantillons aec1130 (sans « cap ») (a) et aec1137 (avec « cap » de 3 nm) (b). La structure mosaïque caractéristique en grains reliés entre eux par des sous joints constitués de dislocations coins pures est très peu marquée et on observe essentiellement des dislocations traversantes, en densité relativement homogène. Ces dislocations ont très probablement un caractère vis ou mixte dominant, ainsi que le suggéraient nos résultats de rayons X.

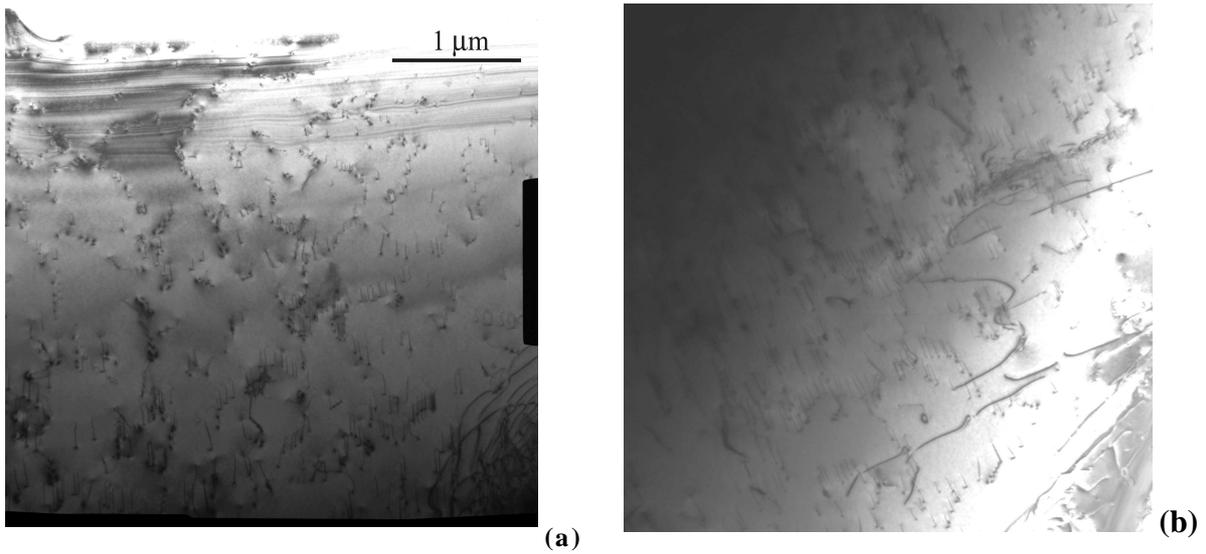


figure 2.13 : Image TEM en vue plane couches aec1130 sans « cap » (a) et aec1137 avec « cap » 3 nm (b)

Pour conclure sur les dislocations, il est tentant de rapprocher l'observation des gros points noirs visibles sur les clichés d'AFM (figure 2.9) et la présence de la deuxième couche de nucléation (même température de croissance que la première couche de nucléation) elle-même génératrice potentielle de nouvelles dislocations comme le montre la figure 2.12 (b). Les dislocations vis ou mixtes supposées sous-jacentes à ces points noirs pourraient être générées au cœur des îlots de cette couche [2]. Un travail plus fouillé de microscopie électronique serait nécessaire pour confirmer cette interprétation.

2.2.2 Caractérisations électriques des structures

Conjointement aux caractérisations structurales qui permettent de contrôler la qualité du matériau et de choisir les paramètres de croissance, les caractérisations électriques sont nécessaires à la sélection des échantillons. Elle permettent aussi de comprendre les phénomènes électriques mis en jeu dans le cadre de l'utilisation des structures pour des applications telles que les composants de puissance. Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats des caractérisations électriques réalisées sur les couches de l'étude du « cap » GaN. Les effets du « cap » sur les propriétés électriques sont discutés à partir de mesures de capacité, de résistances de couche par SonogageTM et des résultats obtenus par des mesures par effet Hall.

Les mesures de capacité en fonction de la tension permettent de valider la présence du gaz d'électrons à deux dimensions. La sonde de mercure utilisée est à double émergence, c'est à dire que deux contacts Schottky (mercure sur AlGaIn) sont créés simultanément à la surface de l'échantillon. Ceci permet l'utilisation de cette méthode sur des échantillons déposés sur substrats isolants. Le diamètre du contact Schottky est de 608,7 μm , l'autre contact a un diamètre nettement plus important de telle sorte que sa contribution à la mesure des deux capacités en série est négligeable.

Les mesures réalisées à l'aide d'un signal alternatif de 200 kHz et d'amplitude 30 mV montrent que la localisation du gaz 2D est proche de l'interface entre la barrière AlGaIn et la couche tampon de GaN. Le pic de densité de porteurs est ainsi localisé à environ 30 nm de la surface (figure 2.14 (b)). Autour de 3 μm de profondeur, une légère augmentation de la densité de porteurs est visible. Celle-ci correspond à l'interface avec le substrat qui peut ne pas être totalement dépourvue de défauts jouant le rôle de dopants. Par ailleurs, les valeurs de tension de pincement ont été déterminées et valent environ 5,9 V dans les trois cas reportés sur la figure 2.14 (a). Les courbes très semblables témoignent d'une faible dispersion des résultats et par conséquent de la bonne homogénéité obtenue d'une plaque à l'autre.

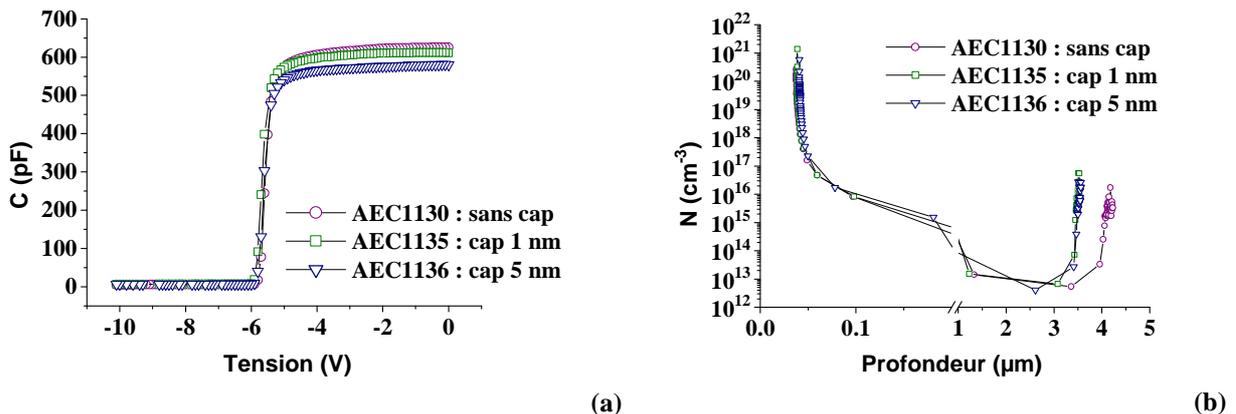


figure 2.14 : (a) Mesures C(V) pour différentes épaisseurs de « cap » GaN et
(b) profils de densité de porteurs selon la profondeur dans l'hétérostructure

Sur cette figure, on constate cependant que les valeurs des capacités à 0 V évoluent avec l'épaisseur du « cap ». Selon les valeurs récapitulées dans le tableau 2.6 elles diminuent avec l'épaisseur du « cap » GaN. En effet, la capacité à 0 V vaut 625 pF pour la structure standard tandis qu'elle chute à 580 pF avec un « cap » de 5 nm. Ceci peut s'expliquer par l'effet de l'accroissement de l'épaisseur globale du système AlGaIn/GaN. Une autre approche consiste à

considérer que la baisse de densité de porteurs est de la même manière responsable de la baisse de capacité observée. Dans le cas de l'échantillon aec1134, la diminution de la capacité à 0 V peut être en partie attribuée à l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'AlGaIn visée à 30 nm.

Echantillon	Epaisseur AlGaIn visée (en nm)	Epaisseur « cap » GaN visée (en nm)	C (0V) (pF)
AEC1134	30	0	554
AEC1130	25	0	625
AEC1135	25	1	611
AEC1137	25	3	607
AEC1136	25	5	580

tableau 2.6 : Valeurs de capacité à 0 V sur des échantillons avec épaisseurs de GaN et d'AlGaIn différentes

La mesure de la résistance de couche est un moyen efficace et non destructif d'évaluer la qualité électrique d'un échantillon et son aptitude à conduire des courants importants dans le cadre de transistors. En effet, la résistance de couche est d'autant plus faible que la mobilité et/ou la densité de porteurs sont importantes. Une résistance de couche faible permet d'obtenir des courants de saturation importants sur les composants. Cette mesure se fait de façon classique par la technique dite « Sonogage™ » ou « Eddy probe current ». Cette méthode a pour intérêt d'être sans contact et non destructive. Elle utilise la propriété des courants de Foucault. Ainsi, un échantillon placé entre deux noyaux de ferrite (figure 2.15) dont le champ magnétique oscille absorbe de l'énergie par effet Joule.

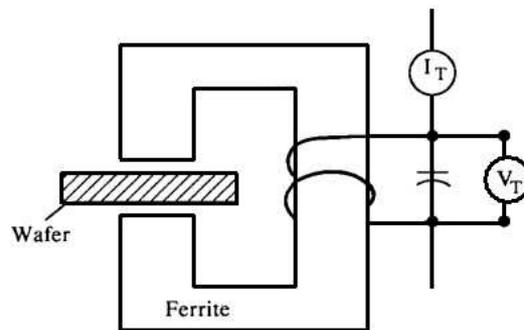


figure 2.15 : Schéma de principe de la mesure sans contact de résistance de couche (Sonogage™)

La génération de courant de Foucault dans le matériau est à l'origine de ce phénomène et la puissance absorbée suit la relation suivante :

$$P_a = K \cdot \left(\frac{V_T}{n}\right)^2 \cdot \frac{1}{R_{sheet}} \quad (2.2)$$

où K est une constante liée au couplage des noyaux de ferrite, V_T la tension efficace, n le nombre de spires de la bobine et R_{sheet} la résistance par carré de la couche.

La puissance absorbée est égale à :

$$P_a = \frac{V_T}{I_T} \quad (2.3)$$

où I_T est le courant en phase de la tension appliquée. Si une boucle de contre réaction maintient la tension V_T constante alors la résistance de couche est inversement proportionnelle à la valeur du courant I_T mesuré :

$$R_{sheet} = K \cdot \left(\frac{V_T}{n^2 \cdot I_T} \right) \quad (2.4)$$

L'appareil de mesure utilise un système à ultrasons pour mesurer l'épaisseur de l'échantillon. Il est alors possible de déterminer la résistivité d'un substrat. Toutefois, dans le cas de nos échantillons, ceci n'aurait pas de sens car les substrats utilisés sont isolants et la mesure ne concerne normalement que le gaz 2D d'électrons. La figure 2.16 présente l'évolution des valeurs de résistance de couche mesurées pour différentes épaisseurs de « cap » GaN sur des plaques d'une même série. Nous observons une augmentation de la résistance avec l'accroissement de l'épaisseur de la couche contact GaN. La valeur la plus faible de la résistance est celle de la couche sans « cap ». Elle vaut environ 460 Ω /carré. Elle augmente avec le « cap » de 1,5 nm (environ 470 Ω /carré) et atteint 560 Ω /carré dans le cas d'un « cap » de 5 nm.

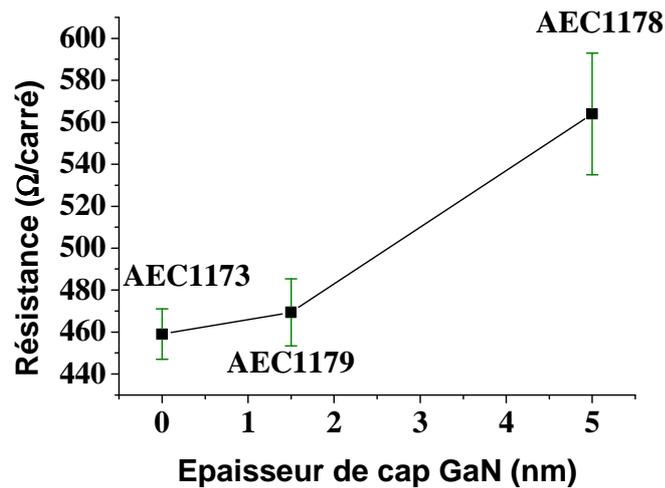


figure 2.16 : Mesures Sonogage™ (R en Ω /carré) des plaques aec1173, aec1179 et aec1178 avec « caps » d'épaisseurs variables 0, 1,5 et 5 nm

Cette tendance, confirmée dans la littérature par une baisse du produit $\mu.Ns$ [27], est retrouvée par des mesures d'effet Hall (tableau 2.7). En effet, les valeurs de résistances de couche obtenues lors des mesures par effet Hall sur les échantillons aec1130, aec1139 et aec1136 augmentent également pour les couches contact les plus épaisses. L'augmentation est particulièrement importante dans le cas de l'échantillon avec « cap » de 5 nm pour lequel la résistance par carré est trouvée égale à 515 Ω /carré par les deux méthodes de mesure.

Les valeurs obtenues sur nos échantillons sont un peu élevées par rapport à celles reportées dans la littérature. En effet, des résistances de l'ordre de 390 Ω /carré sur des structures HEMTs standards sur saphir ont été publiées [28]. Par comparaison, un échantillon déposé sur SiC et ayant donné lieu à un record de puissance de 30 W/mm à 8 GHz avait une résistance par carré annoncée de 265 Ω /carré [29]. Nous pensons cependant que les valeurs de résistance relativement élevées de nos échantillons ne faussent pas notre étude de l'impact du « cap » GaN sur la structure HEMT. Le tableau 2.7 ci-dessous résume les résultats des mesures obtenues par la technique de Hall des caractéristiques électriques (résistance de

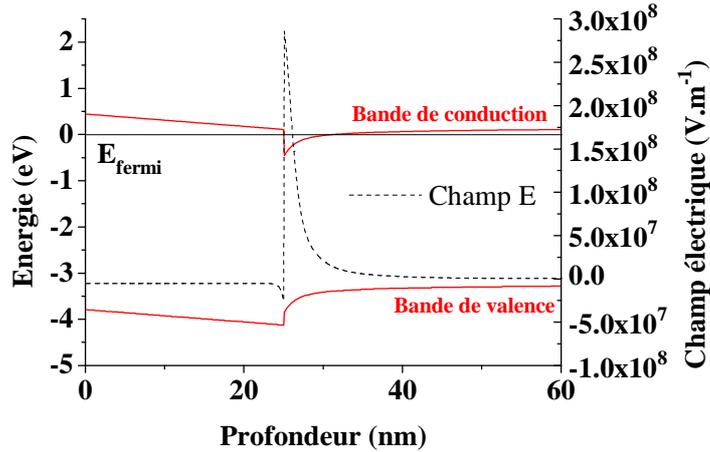
couche, mobilité et densité de porteurs) des structures HEMTs représentatives de notre étude. A titre de comparaison, nous donnons également les résultats de mesures de résistances par Sonogage et les valeurs de densités de porteurs obtenues à partir de la résolution à une dimension des équations de Schrödinger et de Poisson.

Echantillon	Epaisseur du « cap » nm	$\mu_{300\text{ K}}$ $\text{cm}^2/\text{V.s}$	$N_{s300\text{ K}}$ cm^{-2}	$R_{\text{carré}}$ $\Omega/\text{carré}$	$R_{\text{carré}}$ $\Omega/\text{carré}$ sonogage	μ_{max} $\text{cm}^2/\text{V.s}$	N_s 300 K cm^{-2} simulation
AEC1130	0	1140	$1,20 \cdot 10^{13}$	455	415 ± 6	2670	$1,5 \cdot 10^{13}$
AEC1139	1,5	1160	$1,17 \cdot 10^{13}$	460	450 ± 10	3020	$1,4 \cdot 10^{13}$
AEC1136	5	1210	$1,00 \cdot 10^{13}$	515	515 ± 15	3580	$1,2 \cdot 10^{13}$

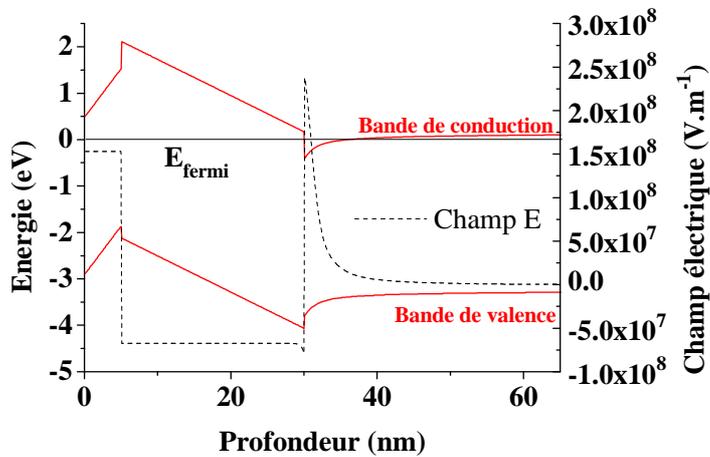
tableau 2.7 : Propriétés de transport mesurées par effet Hall des plaques aec1130 (sans « cap »), aec1139 (« cap » GaN 1,5 nm) et aec1136 (« cap » GaN 5 nm) et comparaison aux mesures par Sonogage et à la simulation de densités de porteurs par résolution des équations de Schrödinger et de Poisson

La méthode employée est celle dite de Van der Pauw [30]. Celle ci est applicable théoriquement sur des échantillons de forme quelconque mais les meilleurs résultats sont obtenus dans le cas d'échantillons symétriques. Pour cette étude, les échantillons sont des carrés découpés de 5 mm x 5 mm avec un plot de contact ohmique à chaque coin. Les mesures réalisées à une température parfaitement stabilisée de 300 K montrent clairement une baisse de la densité de porteurs et une augmentation de la mobilité avec l'augmentation de l'épaisseur du « cap ». La densité de porteurs, évaluée à $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour une structure standard, chute à $1,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ avec le « cap » de 5 nm. Parallèlement, la mobilité passe de $1140 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $1210 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

La baisse de densité de porteurs lors de l'ajout d'un « cap » de GaN est un résultat récurrent rapporté dans la littérature [31][32][33]. Celle-ci s'interprète par la modification de l'état de polarisation de la structure. L'ajout d'un « cap » de GaN introduit une polarisation de composante négative à l'interface supérieure GaN/AlGaIn, augmentant ainsi l'amplitude du champ électrique interne à la couche d'AlGaIn qui a pour effet de diminuer la densité de porteurs du gaz bidimensionnel d'électrons [33]. Nous retrouvons ce résultat par la simulation du diagramme de bandes d'énergie par résolution des équations de Schrödinger et de Poisson (figure 2.17) qui corrobore nos propos en montrant une évolution de la densité de porteurs de $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour une structure sans « cap » à $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour une structure avec un « cap » de 5 nm. Les valeurs calculées sont supérieures à la réalité (tableau 2.7). En effet, la simulation prend en compte un empilement pseudomorphique de matériaux exempts de tous défauts. La réalité est évidemment plus complexe et les couches ne sont pas idéales. Ainsi, les densités de porteurs sont diminuées par la présence de défauts, dislocations et autres écarts à la perfection [34]. Par ailleurs, d'autres choix de paramètres qui entrent dans la résolution des équations de Schrödinger et de Poisson affectent le résultat. Par exemple, la position du niveau de Fermi en surface joue un rôle très important sur le résultat final. Nous avons choisi quant à nous de fixer la bande de conduction à 0,5 eV au dessus du niveau de Fermi (figure 2.17). Il ne s'agit sans doute pas de la valeur exacte de la polarisation de surface mais ceci permet néanmoins de comprendre les évolutions discutées.



(a)



(b)

figure 2.17 : Diagrammes de bande et calculs du champ électrique interne calculé par résolution 1D des équations de Schrödinger et de Poisson sur des hétérostructures AlGaIn(25 nm)/GaN(1 μm) sans (a) et avec « cap » (b) GaN de 5 nm

La figure 2.18 montre la variation de la densité de porteurs avec la température pour trois épaisseurs de « cap ». Un système de refroidissement par azote liquide combiné à une résistance chauffante a été employé pour réguler la température sous l'échantillon. Il est à noter que cette régulation n'est pas très précise et ne permet donc pas un suivi exact de la température à la surface de l'échantillon. Les couches ont cependant pu être étudiées entre 90 K et 500 K et nous évaluons à une dizaine de degrés la précision sur la mesure de température lors du balayage.

Les mesures présentées sur la figure 2.18 confirment à nouveau la baisse de densité de porteurs et l'augmentation de la mobilité avec l'épaisseur du « cap ». Les courbes de mobilité en fonction de la température ont une forme de cloche typique d'un gaz 2D [35]. La différence de mobilité en présence du « cap » est accentuée lorsque la température est proche de 100 K. A cette température, un maximum de mobilité semble atteint pour les différents échantillons. Ainsi, la mobilité atteint la valeur de $3580 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ vers 100 K pour une densité de porteurs de $9,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dans le cas de l'échantillon avec un « cap » de 5 nm. On remarquera que conformément à ce qui est attendu d'un gaz 2D d'électrons confinés dans un puit de potentiel, la densité de porteurs est quasiment constante en fonction de la température.

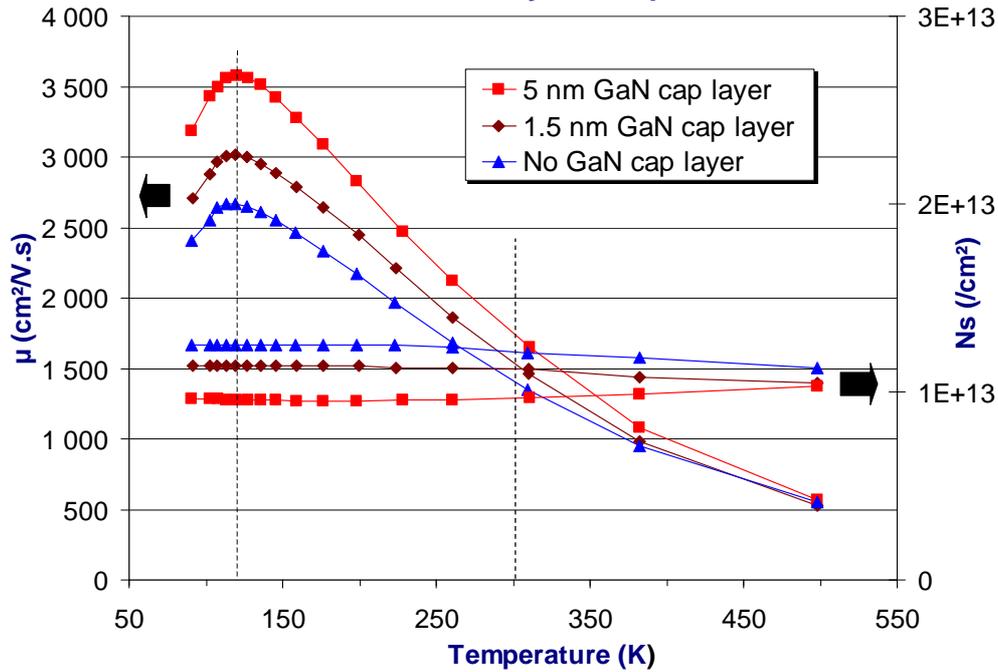


figure 2.18 : Variation de la mobilité et de la densité de porteurs en fonction de la température pour différentes épaisseurs de « cap » GaN aec1130 (sans « cap »), aec1139 (« cap » 1,5 nm) et aec1136 (« cap » 5nm)

On peut donner à l'allure caractéristique de l'évolution de la mobilité avec la température l'interprétation suivante : A température ambiante ($T \approx 300$ K), la mobilité d'un gaz 2D d'électrons est surtout sensible aux effets de dispersion dus aux phonons et principalement aux phonons optiques. A température intermédiaire, les phonons acoustiques ainsi que la dispersion piézoélectrique deviennent prépondérants. A très basse température ($T < 100$ K), les rugosités d'interface et les dispersions dues aux dislocations deviennent les facteurs limitant la mobilité [36][37].

Plusieurs auteurs ont montré qu'il existe une valeur de la densité de porteurs $N_{s,max}$ pour laquelle la mobilité des porteurs atteint son maximum [31][35][38]. Au dessus de cette valeur, donnée entre 5.10^{12} cm^{-2} et 9.10^{12} cm^{-2} , le remplissage total du puit de potentiel est atteint et les électrons « débordent » dans la couche d'AlGaIn en y subissant de plus en plus de dispersions, ce qui peut interpréter la baisse de mobilité constatée. En dessous de cette valeur, l'écrantage vis à vis des donneurs ionisés serait accentué à N_s croissant. En conséquence, la mobilité augmenterait avec la densité de porteurs. Nos valeurs de densité de porteurs proches de 1.10^{13} cm^{-2} nous situent dans le premier cas. Cela signifie que chercher à tout prix à augmenter la densité de porteurs n'est pas nécessairement une priorité.

2.2.3 Conclusion

En conclusion à cette partie de l'étude faisant suite aux caractérisations structurales présentées précédemment et qui démontrent la bonne qualité des matériaux, il apparaît que le « cap » GaN n'a que peu ou pas d'influence sur les caractéristiques physiques globales des couches. Par contre, en ce qui concerne les propriétés électriques, nos résultats suggèrent un impact important de ce dernier : les variations de mobilité sont principalement induites par la modification de la densité de porteurs. La mobilité augmente et la densité de porteurs diminue. Cet accroissement de mobilité n'est cependant pas suffisant pour entraîner une diminution de la résistance de couche.

2.3 Etude du « cap » basse température

Dans ce paragraphe, nous présentons l'étude réalisée sur la pré-passivation in situ utilisant des matériaux disponibles par MOCVD. L'optimisation des structures épitaxiales déposées sur substrats de saphir et de SiC, ainsi que la réalisation de composants tests sur les structures obtenues, sont décrites. Comme précédemment, ce paragraphe est limité à l'étude matériau. La description des différentes étapes technologiques conduisant au composant, et les résultats obtenus, sont reportés au chapitre IV.

2.3.1 Etude de la passivation In-situ

Parmi les caractéristiques favorables à une bonne passivation que doit présenter un matériau, celles qui semblent primordiales sont les suivantes :

- une large bande interdite
- un paramètre de maille proche de celui de AlGaN
- une constante diélectrique élevée ($\epsilon = 9,2$ pour GaN, $\epsilon = 7$ pour SiN)
- une protection de la surface pour prévenir la contamination

L'approche d'une passivation in-situ a déjà été mise en œuvre avec du nitrure de gallium GaN déposé à basse température, et selon les auteurs, elle apparaît bénéfique aux performances en statique comme en dynamique des transistors dans la mesure où on retrouve un comportement proche de celui apporté par une passivation traditionnelle avec un diélectrique tel que SiN [39]. Ainsi, des courants de saturation de drain et des transconductances plus importantes que dans le cas d'échantillons sans « cap » ont été obtenus. L'idée d'une passivation in-situ par MOCVD à basse température paraissait donc très intéressante à expérimenter pour améliorer les performances de nos composants. Les matériaux utilisés lors de cette étude ont été GaN, AlN, AlGaN déposés à basse température, le choix étant ici dicté par les possibilités de croissance « in-situ » de matériaux bien contrôlés et disponibles dans le réacteur d'épitaxie. Des associations de ces matériaux sous forme de super-réseaux ont été aussi testées.

Comme le montre la figure 2.19, la structure d'étude reprend la structure standard d'un HEMT AlGaN/GaN sur lequel est ajoutée une couche de matériau déposé à plus basse température et dans la continuité de l'épitaxie. L'échantillon n'est donc pas exposé à l'air lors de cette étape de pré-passivation, éliminant ainsi toute possibilité de contamination des surfaces avant le dépôt du diélectrique.

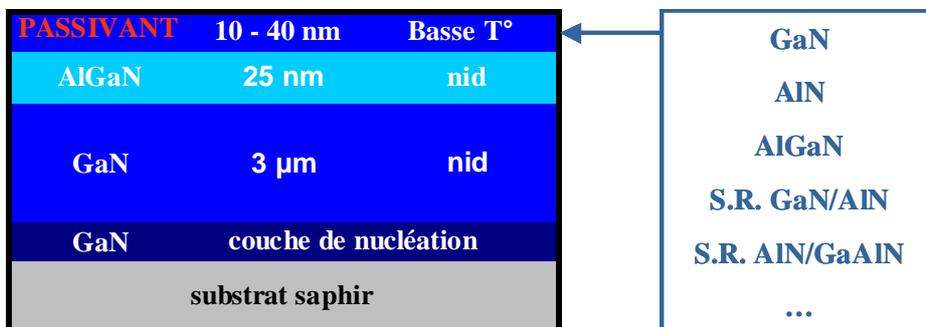


figure 2.19 : Structures des différents échantillons étudiés

Une première approche a consisté à déposer des couches homogènes de GaN, d'AlGaN ou d'AlN à basse température. Il s'agissait d'obtenir des couches ayant conservé les propriétés d'une structure HEMT, à savoir un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface inférieure AlGaN/GaN [40].

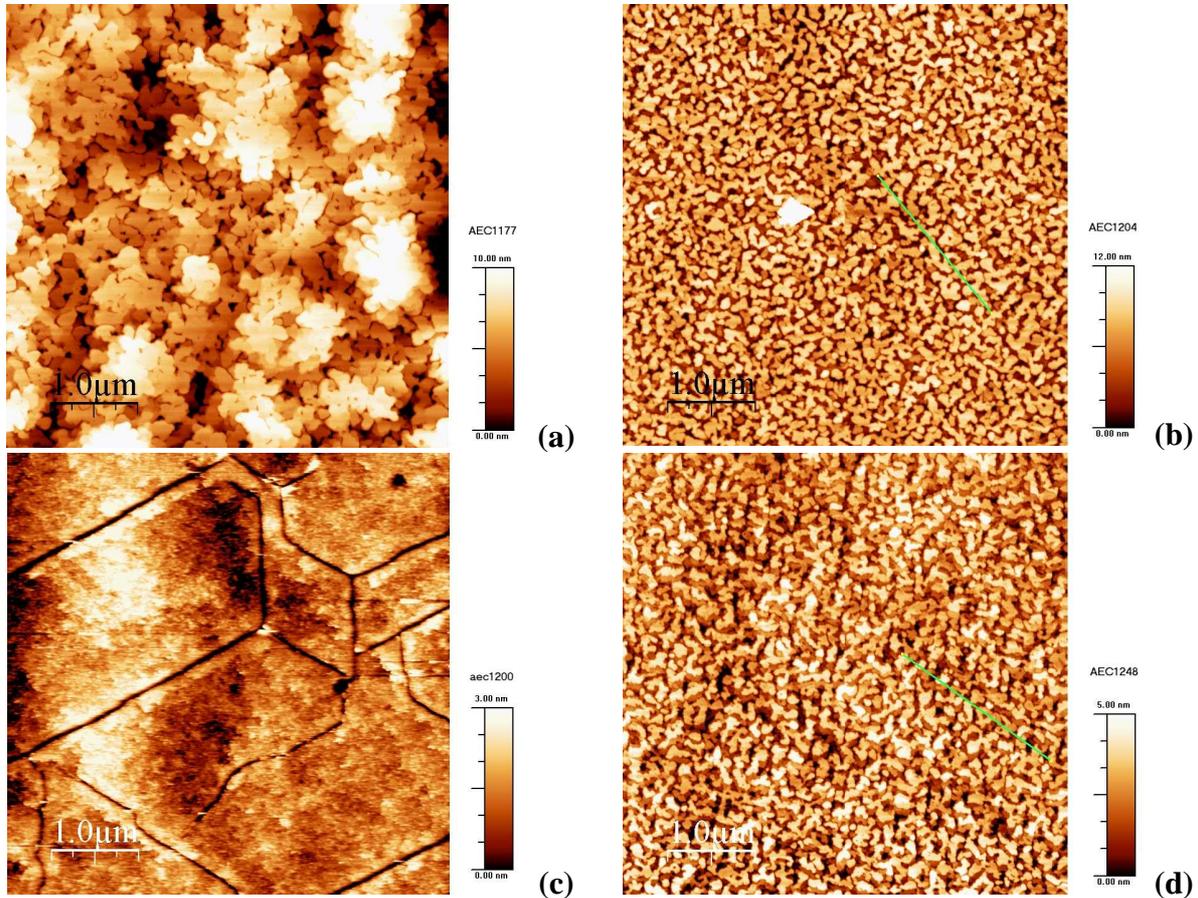


figure 2.20 : Topographies AFM d'un HEMT AlGaN/GaN avec prépassivation in-situ
(a) GaN basse température, (b) AlGaN basse température,
(c) AlN basse température et (d) réseau GaN/AlN basse température

La figure 2.20 montre des exemples de topographies obtenues par microscopie à force atomique sur plusieurs essais de passivation in-situ. Les structures ayant une couche d'AlN en surface pour pré-passivant sont craquelées, même pour des épaisseurs inférieures à 3 nm (figure 2.20 (c)). Les résistances de couche y sont supérieures à 20 k Ω /carré. Les rugosités de surface mesurées sur des images AFM de dimensions 5 x 5 μm^2 sont compilées dans le tableau 2.8.

Passivant	GaN-BT	GaAlN-BT	AlN-BT	Réseau GaN/AlN-BT
Épaisseurs (nm) RRX	de 16 à 22	de 18 à 36	de 3 à 36	environ 30
σ_{rms} (nm)	de 2,2 à 5	de 2,4 à 2,8	fissuration	de 0,9 à 1,9
Présence du gaz 2D	oui	oui	non	oui
R (Ω /carré) Sonogage Gaz 2D	entre 500 et 600	environ 550	supérieur à 20000	entre 800 et 2400

tableau 2.8 : Principales caractéristiques des échantillons étudiés

Par comparaison à une structure standard sur saphir sur laquelle la rugosité σ_{rms} sur un carré de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ est trouvée de l'ordre de 0,5 nm, les valeurs trouvées sur ces échantillons sont plus de deux fois supérieures. Ceci est tout à fait logique car la croissance à basse température produit des matériaux de moins bonne qualité cristallographique, avec des morphologies polycristallines à grains plus ou moins texturés. Ces rugosités apparaissent trop importantes pour garantir une réalisation de composants performants. De trop grandes rugosités de surface sont en effet problématiques pour assurer l'homogénéité des composants et en particulier dans le cas des grilles qui nécessitent des surfaces les moins rugueuses possibles pour assurer un contact Schottky de bonne qualité. Le meilleur résultat en terme de rugosité a été obtenu avec le super réseau GaN/AlN (tableau 2.8). Malheureusement, l'échantillon correspondant (rugosité de 0,9 nm, la plus basse) ne présente pas de gaz 2D d'électrons. Un compromis est très clairement à atteindre entre diminution de la rugosité de surface et comportement électrique du gaz bidimensionnel d'électrons. Malgré les rugosités encore importantes de ces structures, la faisabilité de transistors sur ce type d'échantillons a pu être démontrée (AEC1177, voir au chapitre IV). Une optimisation des structures est toutefois à suivre afin d'en améliorer les propriétés.

A la suite de ces études de pré-passivation in-situ, nous avons cherché à montrer la faisabilité de transistors. Les premiers essais ont été réalisés sur une plaque avec une couche de GaN basse température dont l'épaisseur visée était de 25 nm (aec1177). Les caractérisations structurales obtenues ont attesté d'une couche de bonne qualité ayant un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface inférieure AlGaIn/GaN. Les mesures de résistance de couche (SonogageTM) ont donné des valeurs comprises entre 530 et 600 Ω /carré similaires à ce que l'on obtient avec des structures HEMTs standards.

La bonne qualité structurale de cette couche a été confirmée par des mesures de diffraction X. La figure 2.21 montre la comparaison d'un profil de diffraction X obtenu sur une structure standard sur substrat de saphir (aec1173) avec celui obtenu sur la plaque aec1177. Ces profils sont très comparables mais un léger décalage du pic de AlGaIn vers les petits angles est à nouveau visible lors de l'ajout de la couche de passivation. On retrouve ici l'effet déjà observé lors de l'ajout d'un « cap » haute température.

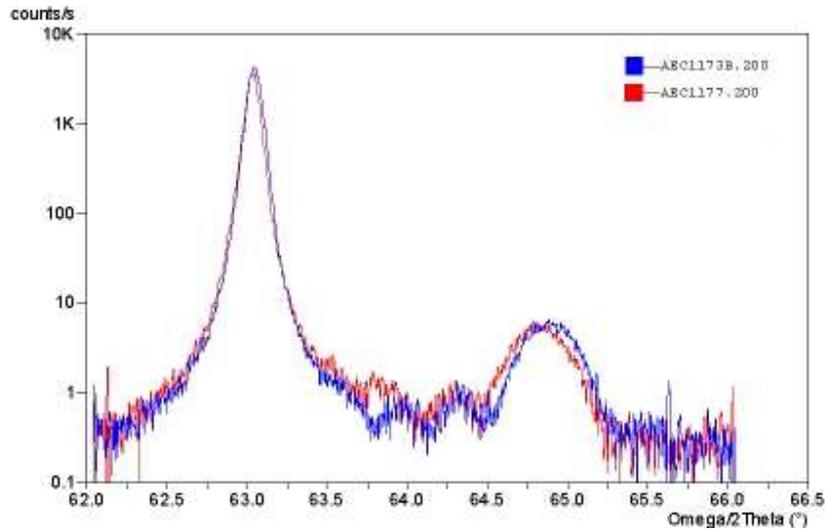


figure 2.21 : Profils $\omega/2\theta$ d'une structure standard (aec1173) et de la structure avec GaN basse température (aec1177) - (réflexion (0006))

Les mesures de caractéristiques capacité-tension par sonde de mercure (figure 2.22) révèlent des tensions de pincement comprises entre -9 V et -12 V. Ces fortes valeurs de tension de pincement peuvent être attribuées à l'épaisseur supplémentaire que la couche de pré-passivation ajoute entre la surface et le gaz d'électrons. Ces mesures sont très dispersées par rapport à celles obtenues sur des structures HEMTs standards. La rugosité importante des couches (dans ce cas : $\sigma_{rms} = 2,8$ nm), révélatrice d'inhomogénéité structurale, est sans doute à l'origine de cette dispersion. Malgré cela, les courbes obtenues confirment la présence d'un gaz 2D d'électrons à l'interface AlGaIn/GaN inférieure.

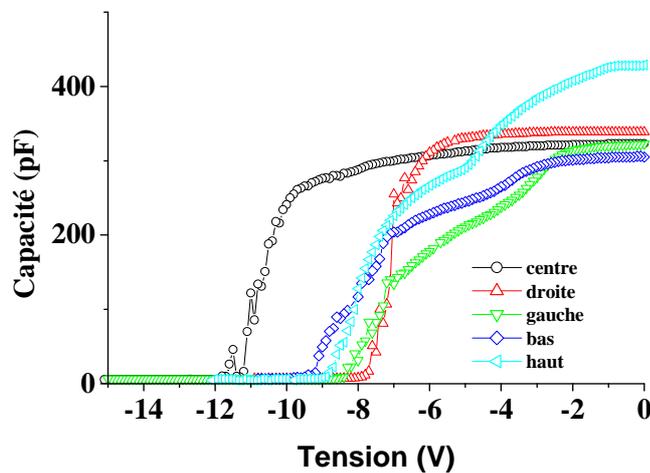


figure 2.22 : Mesures à la sonde mercure en 5 positions différentes de la capacité en fonction de la tension (aec1177)

Comme nous le verrons au chapitre IV, la faisabilité de composants a été néanmoins validée sur cette couche. L'étude a été poursuivie afin d'optimiser les couches en terme de rugosité de surface.

2.3.2 Optimisation des couches pré-passivées

Bien que la faisabilité de composants ait été démontrée sur l'exemple précédent, ainsi que nous l'avons dit, il est clair que ces couches ont des rugosités de surface trop importantes pour envisager une filière technologique de transistors. Nous avons donc cherché à optimiser le procédé de croissance épitaxiale de manière à diminuer les rugosités de surface tout en conservant les paramètres d'une structure HEMT classique. L'objectif était d'obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons avec une résistance de couche inférieure à 500 Ω /carré.

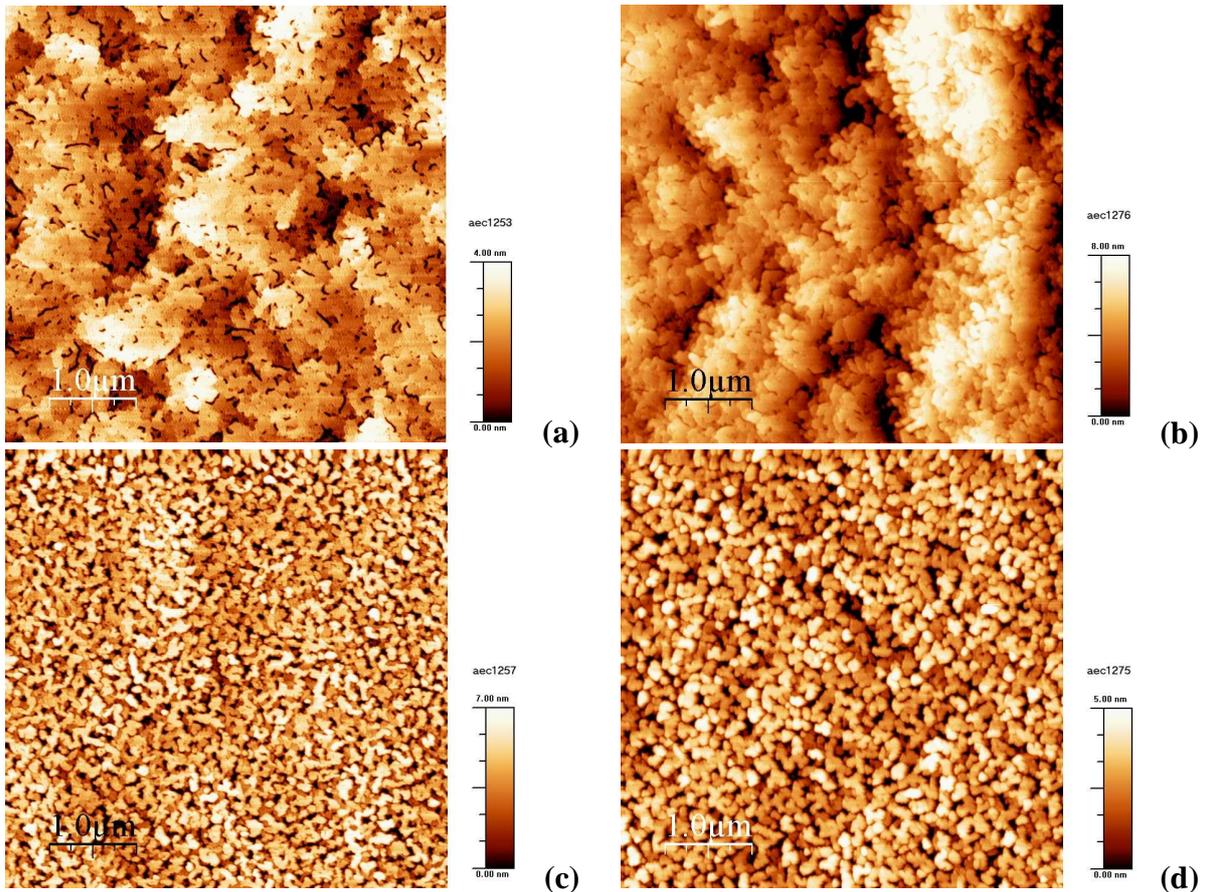


figure 2.23 : Topographies AFM d'un HEMT AlGaIn/GaN avec prépassivation in-situ : 25 nm de GaN basse température et haute température sur substrats (a) saphir et (b) SiC, réseau GaN/AlN BT optimisé sur substrat de (c) saphir et (d) SiC

La figure 2.23 montre les topographies de surface, obtenues par AFM, des échantillons optimisés. Les deux structures mises au point sur substrat saphir ont été répliquées sur substrat SiC. Deux structures ont ainsi permis d'obtenir des rugosités de surface faibles. La première passivation a consisté en une couche de GaN déposée à basse température suivie d'une autre couche déposée à haute température, la seconde en un super réseau composé de GaN et d'AlN. La période de ce réseau a été répétée 3 fois afin d'atteindre une épaisseur d'environ 40 nm. Les valeurs de rugosité sont reportées dans le tableau 2.9. Comme on peut le constater, on retrouve des valeurs de l'ordre de 1 nm, très acceptables pour la suite de la procédure. Les mesures de capacité en fonction de la tension réalisées à la sonde de mercure sont très bonnes et attestent d'une bonne homogénéité des propriétés électriques des échantillons, sans effet trop marqué de dispersion comme précédemment (figure 2.24 et figure 2.25).

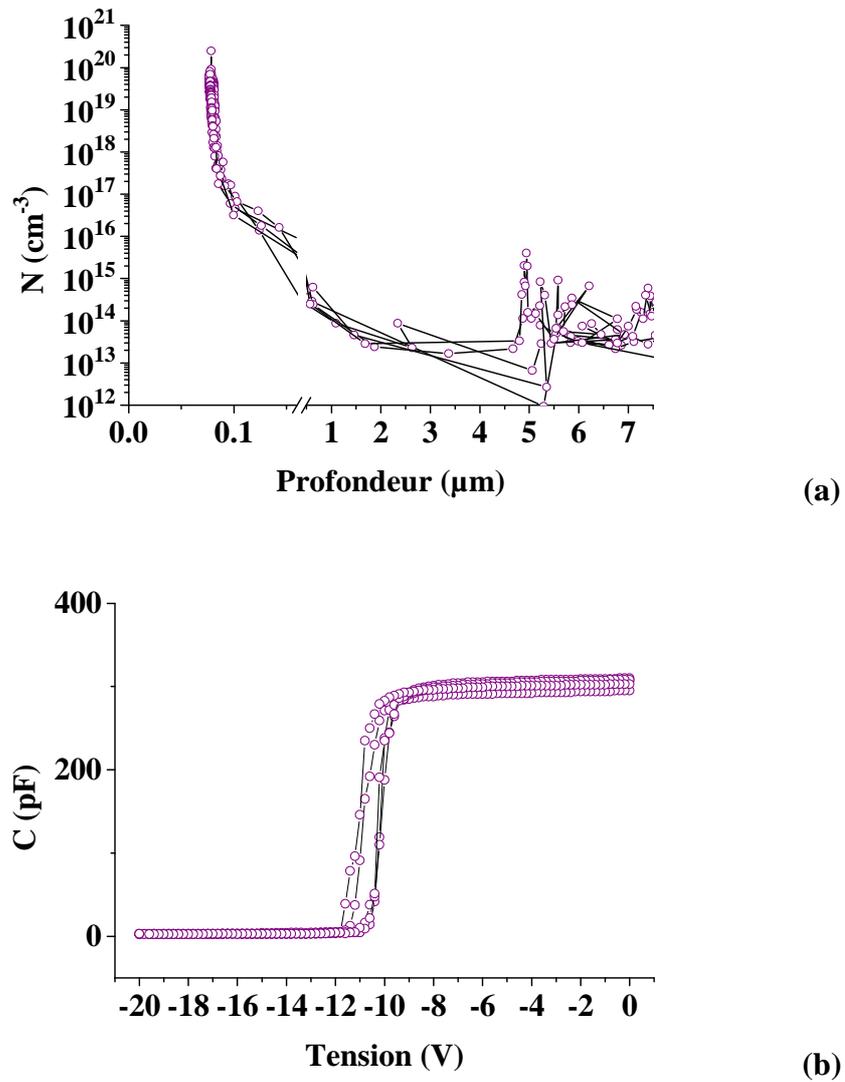


figure 2.24 : Profils de porteurs en fonction de la profondeur dans la structure (a) et caractéristiques capacité-tension (b) obtenus par mesure à la sonde de mercure en 5 positions de la plaque aec1275

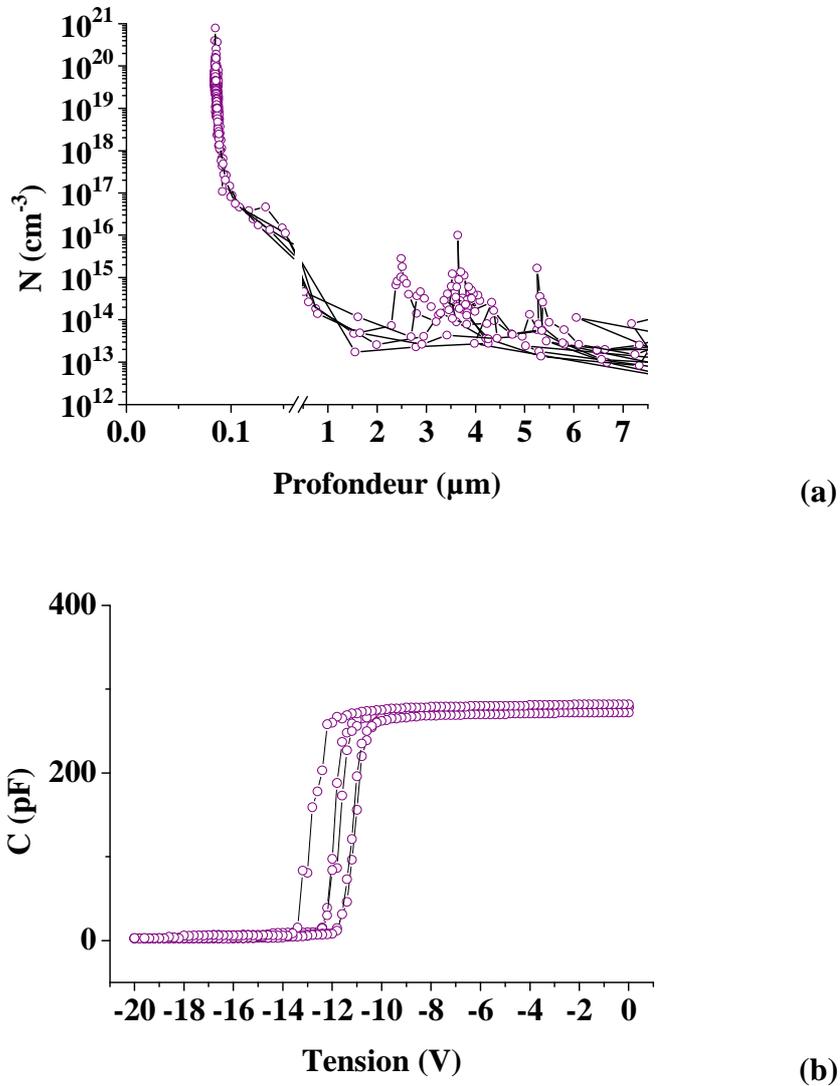


figure 2.25 : Profils de porteurs en fonction de la profondeur dans la structure (a) et caractéristiques capacité-tension (b) obtenus par mesure à la sonde de mercure en 5 positions de la plaque aec1276

Les valeurs de tensions de pincement extraites des mesures de capacité, comprises entre -11 V et -12 V (figure 2.25 (b)), sont en accord avec l'augmentation d'épaisseur globale attendue, supérieure à 30 nm. Une forte rugosité ($\sigma_{\text{rms}} = 2,6$ nm) a par contre été obtenue sur substrat SiC avec le système à base de GaN basse et haute température. Ceci peut être attribué à une mauvaise qualité de substrat qui a faussé l'application de l'optimisation réalisée sur saphir. Ceci souligne la difficulté des études matériau et en particulier l'importance du choix des substrats sur la qualité des couches.

Echantillon	Passivant	substrat	σ_{rms} (nm)	R (Ω /carré)	V_p (V)	x_{Al} (%)
Aec1253	GaN BT+HT	saphir	1,0	500-600	-11	28,1
Aec1276	GaN BT+HT	SiC	2,6	370	-12	28,4
Aec1257	BT-AlN/GaN	saphir	1,9	600-650	-12	28,2
Aec1275	BT-AlN/GaN	SiC	1,3	460	-11	27,4

tableau 2.9 : Paramètres physiques des échantillons avec prépassivation optimisée en terme de rugosité de surface et de résistance de couche

Les paramètres physiques de ces échantillons sont reportés dans le tableau 2.9. Les rugosités de surface ainsi que les résistances de couche ont été diminuées. Ainsi, l'optimisation de la période du super réseau GaN/AlN, et par conséquent celle des contraintes résiduelles dans la structure, a permis d'atteindre une résistance de couche de 460 Ω /carré sur un substrat SiC tandis que l'optimisation du traitement thermique de la couche de GaN a permis d'atteindre une résistance par carré de 370 Ω /carré (SonogageTM). Ce résultat est très encourageant et justifie à posteriori l'approche qui a été choisie.

2.3.3 Conclusion

Des structures HEMTs comportant des prépassivation in-situ ont été développées. L'optimisation de ces structures a dans un premier temps porté sur les rugosités de surface. Cette étude a permis de mettre au point des échantillons ayant conservé les propriétés attendues d'une structure HEMT avec une couche de passivation réalisée dans la continuité de l'épitaxie. Cependant, compte tenu du fait que certains paramètres ont été modifiés, il s'avère nécessaire d'adapter les technologies à ces modifications. Outre la démonstration de la faisabilité de composants sur ce type de structure, nous présenterons au chapitre IV quelques adaptations réalisées pour tenir compte des nouvelles structures.

D'autres matériaux peuvent évidemment être envisagés pour réaliser une bonne passivation de surface. Par exemple, le dépôt de SiN par MOCVD mis au point dans d'autres laboratoires pourrait être une bonne piste à prendre pour approfondir cette étude [41][42].

2.4 Références du chapitre II

- [1] M. Iwaya, T. Takeuchi, S. Yamaguchi, C. Wetzel, H. Amano and I. Akasaki. Reduction of Etch Pit Density in Organometallic Vapor Phase Epitaxy-Grown GaN on Sapphire by Insertion of a Low-Temperature-Deposited Buffer Layer between High-Temperature-Grown GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.* (1998) **37**: pp. 316-318.
- [2] E.D. Bourret-Courchesne, K.M. Yu, M. Benamara, Z. Liliental-Weber and J. Washburn. Mechanisms of dislocation reduction in GaN using an intermediate temperature interlayer. *J. of Electronic Materials* (2001) **30**: pp. 1417-1420.
- [3] M.-A. di Forte Poisson, M. Magis, M. Tordjman, R. Aubry, N. Sarazin, M. Peschang, E. Morvan, S.L. Delage, J. di Persio, R. Quéré, B. Grimbart, V. Hoel, E. Delos, D. Ducatteau and C. Gaquiere. LP-MOCVD growth of GaAlIn/GaN heterostructures on silicon carbide: application to HEMT devices. *J. of Crystal Growth* (2004) **272**: pp. 305-311.
- [4] B. Jacobs, M.C.J.C.M. Kramer, E.J. Geluk, F. Karouta. Optimisation of the Ti/Al/Ni/Au ohmic contact on AlGaIn/GaN FET structures. *Journal of Crystal Growth* (2002) **241**: pp. 15-18.
- [5] Frédéric Huet. **Croissance et optimisation de composants à base de GaN sur saphir : LED bleues et transistors**. Thèse Université des Sciences et Technologies de Lille. 2000.
- [6] B.E. Warren. X-ray diffraction. Dover publications IN (Ed.). , 1969, 1990.
- [7] W. H. Zachariasen. Theory of x-ray diffraction in crystals. Dover publications Inc. New-York (Ed.). , 1967.
- [8] P. Fini, X. Wu, E.J. Tarsa, Y. Golan, V. Srikant, S. Keller, S.P. Denbaars and J.S. Speck. The effect of growth environment on the morphological and extended defect evolution in GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.* (1998) **37**: pp. 4460-4466.
- [9] B. Heying, X. H. Wu, S. Keller, Y. Li, D. Kapolnek, B. P. Keller, S. P. DenBaars, and J. S. Speck . Role of threading dislocation structure on the x-ray diffraction peak widths in epitaxial GaN films. *Appl. Phys. Lett.* (1996) **68**: pp. 6470-6476.
- [10] J. Bai, T. Wang, P.J. Parbrook, K.B. Lee, A.G. Cullis. A study of dislocations in AlN and GaN films grown on sapphire substrates. *J. of Crystal Growth* (2005) **282**: pp. 290-296.
- [11] W. Qian, M. Skowronski, M. De Graef, K. Doverspike, L. B. Rowland, and D. K. Gaskill. Microstructural characterization of alpha-GaN films grown on sapphire by organometallic vapor phase epitaxy. *App. Phys. Lett.* (1995) **66**: pp. 1252-1254.
- [12] D. Kapolnek, X.H. Wu, B. Heying, S. Keller, B.P. Keller, U.K. Mishra, S.P. Denbaars, and J.S. Speck. Structural evolution in epitaxial metalorganic chemical vapor deposition grown GaN films on sapphire. *Appl. Phys. Lett.* (1995) **67**: pp. 1541-1543.

- [13] J.A. Floro, D.M. Follstaedt, P. Provencio, S.J. Hearne, and S.R. Lee. Misfit dislocation formation in the AlGaIn/GaN heterointerface. *J. Appl. Phys.* (2004) **96**: pp. 7087-7094.
- [14] O. Ambacher et al.. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.* (1999) **85**: pp. 3222-3232.
- [15] N. Sarazin, O. Durand, M. Magis, M.-A. di Forte Poisson, J. Di Persio. Structural characterisation of GaAlIn/GaN HEMT heterostructures. *Applied Surface Science* (2006) **253**: pp. 228-231.
- [16] B. Heying, E.J. Tarsa, C.R. Elsass, P. Fini, S.P. DenBaars, and J.S. Speck. Dislocation mediated surface morphology of GaN. *J. Appl. Phys.* (1999) **85**: pp. 6470-6476.
- [17] T. Hino, S. Tomiya, T. Miyajima, K. Yanashima, S. Hashimoto, and M. Ikeda. Characterization of threading dislocations in GaN epitaxial layers. *Appl. Phys. Lett.* (2000) **76**: pp. 3421-3423.
- [18] K. Pakula, R. Bozek, J.M. Baranowski, J. Jasinski, Z. Liliental-Weber. Reduction of dislocation density in heteroepitaxial GaN: role of SiH₄ treatment. *J. of Crystal Growth* (2004) **267**: pp. 1-7.
- [19] H. Amano, M. Iwaya, T. Kashima, M. Katsuragawa, I. Akasaki, J. Han, S. Hearne, J.A. Floro, E. Chason and J. Figiel. Stress and defect control in GaN using low temperature interlayers. *Jpn. J. Appl. Phys.* (1998) **37**: p. L1540-L1542.
- [20] M. Benamara, Z. Liliental-Weber, S. Kellermann, W. Swider, J. Washburn, J. Mazur, E.D. Bourret-Courchesne. Study of high-quality GaN grown by OMVPE using an intermediate layer. *J. of Crystal Growth* (2000) **218**: pp. 447-450.
- [21] Y.L. Tsai, J.R. Gong. Improvement in optical properties and surface morphologies of GaN films using low-temperature GaN interlayers. *J. of Crystal Growth* (2004) **263**: pp. 176-180.
- [22] A. Jimenez, Z. Bougrioua, J.M. Tirado, A.F. Brana, E. Calleja, E. Munoz, I. Moerman. Improved AlGaIn/GaN high electron mobility transistor using AlN interlayers. *Appl. Phys. Lett.* (2003) **82**: pp. 4827-4829.
- [23] R.Q. Jin, J.P. Liu, J.C. Zhang, H. Yang. Growth of crack-free AlGaIn film on thin AlN interlayer by MOCVD. *J. of Crystal Growth* (2004) **268**: pp. 35-40.
- [24] S. Kamiyama, M. Iwaya, N. Hayashi, T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, S. Watanabe, Y. Kaneko, N. Yamada. Low-temperature-deposited AlGaIn interlayer for improvement of AlGaIn/GaN heterostructure. *J. of Crystal Growth* (2001) **223**: pp. 83-91.
- [25] M. Germain, M. Leys, S. Leys et al. High electron mobility in AlGaIn/GaN HEMT grown on sapphire: strain modification by means of AlN interlayers. In *Mat. res. soc. symp. proc.*, 2004.
- [26] E.D. Bourret-Courchesne, K.M. Yu, M. Benamara, Z. Liliental-Weber, and J. Washburn. Mechanisms of dislocation reduction in GaN using an intermediate interlayer. *J. Elect. Mat.* (2001) **30**: pp. 1417-1420.

- [27] S. Arulkumaran, T. Egawa and H. Ishikawa. Studies on the influences of i-GaN, n-GaN, p-GaN and InGaIn cap layers in AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors. *Jpn. J. Appl. Phys.* (2005) **44**: pp. 2953-2960.
- [28] X.L. Wang, C.M. Wang, G.X. Hu, J.X. Wang, T.S. Chen, G. Jiao, J.P. Li, Y.P. Zeng, J.M. Li. Improved DC and RF performance of AlGaIn/GaN HEMTs grown by MOCVD on sapphire substrates. *Solid-State Electronics* (2005) **49**: pp. 1387-1390.
- [29] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra and P. Parikh. 30-W/mm GaN HEMTs by Field Plate Optimization. *IEEE Electron Device Lett.* (2004) **25**: pp. 117-119.
- [30] L.J. Van Der Pauw. A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape. *Philips Research Reports* (1958) **13**: pp. 1-9.
- [31] A. Asgari, M. Kalafi and L. Faraone. The effects of GaN capping layer thickness on two-dimensional electron mobility in GaN/AlGaIn/GaN heterostructures. *Physica E* (2005) **25**: pp. 431-437.
- [32] B. Jogai. Influence of surface states on the two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN heterojunction field-effect transistors. *J. Appl. Phys.* (2003) **93**: pp. 1631-1635.
- [33] S. Heikman, S. Keller, Y. Wu, J.S. Speck, S.P. DenBaars, and U.K. Mishra. Polarization effects in AlGaIn/GaN and GaN/AlGaIn/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.* (2003) **93**: pp. 10114-10118.
- [34] J.-L. Farvacque, Z. Bougrioua, and I. Moerman. Free carrier mobility in GaN in the presence of dislocation walls. *Phys. Rev. B* (2001) **63**: .
- [35] O. Katz, A. Horn, G. Bahir, and J. Salzman. Electron mobility in an AlGaIn/GaN two-dimensional electron gas I--carrier concentration dependent mobility. *IEEE Trans. on Electron. Lett.* (2003) **50**: pp. 2002-2008.
- [36] D. Zanato, S. Godken, N. Balkan, B. K. Ridley, and W. J. Schaff. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn. *Semicond. Sci. Technol.* (2004) **19**: pp. 427-432.
- [37] D. J. Jena, A. C. Gossard, and U. K. Mishra. Dislocation scattering in a two-dimensional electron gas. *App. Phys. Lett.* (2000) **76**: pp. 1707-1709.
- [38] N. Maeda, T. Saitoh, K. Tsubaki, T. Nishida, N. Kobayashi. Two-dimensional electron gas transport properties in AlGaIn/GaN single- and double-heterostructure field effect transistors. *Mat. Sc. Eng.* (2001) **B82**: pp. 232-237.
- [39] C.J. Kao, J.K. Sheu, W.C. Lai, M.L. Lee, M.C. Chen and G.C. Chi. Effect of GaN cap layer grown at a low temperature on electrical characteristics of Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN heterojunction field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* (2004) **85**: pp. 1430-1432.
- [40] M.-A. di Forte-Poisson, N. Sarazin, M. Magis, M. Tordjman, E. Morvan, R. Aubry, J. di Persio, B. Grimbert. In situ epitaxial surface passivation of GaInN/GaN HEMT heterostructures grown by LP-MOCVD. *J. of Crystal Growth* (2007) **298**: pp. 826-830.

[41] M. Germain, M. Leys, S. Boeykens, K. Cheng, S. Degroote, J. Das, R. Vandersmissen, W. Wang, D. Xiao and G. Borghs. AlGaIn/GaN HEMT: when MOVPE meets the device challenge. In *11th european workshop on movpe*. 2005.

[42] Kai Cheng, M. Leys, J. Derluyn, S. Degroote, D.P. Xiao, A. Lorenz, S. Boeykens, M. Germain and G. Borghs. AlGaIn/GaN HEMT grown on large silicon substrates by MOVPE capped with in-situ deposited Si₃N₄. In *Thirteenth international conference on metal organic vapor phase epitaxy (icmovpe xiii)*. 2007.

CHAPITRE III

3. Etude et mise en œuvre d'un nouveau système de matériaux : AlInN/GaN

Comme nous l'avons introduit au chapitre I, atteindre des performances en puissance aux hautes fréquences nécessite d'optimiser les performances statiques des structures mais aussi le comportement en fréquence. Dans cette optique, AlInN a été pressenti comme étant un bon candidat [1]. La possibilité de réaliser des structures adaptées en paramètre de maille permet à priori de diminuer les effets des contraintes mécaniques et par conséquent de restreindre le nombre de défauts dans les couches épitaxiées. Ceci devrait avoir pour effet d'améliorer le comportement électrique des structures HEMTs.

Il est connu que la croissance de AlInN est délicate à cause de la difficulté d'incorporer l'indium dans la matrice d'AlN, par suite de la grande différence des températures de croissance entre InN ($\approx 600^\circ\text{C}$) et AlN ($\approx 1100^\circ\text{C}$) [2][3]. L'alliage n'est par ailleurs pas stable thermodynamiquement à cause de la forte disparité entre les liaisons covalentes ce qui peut conduire à un matériau de composition inhomogène, voire à la séparation de phases. Ceci interprète le fait que ce matériau a été peu étudié jusqu'à présent.

L'étude présentée dans ce chapitre a donc eu pour objectif de parvenir à réaliser des couches de AlInN avec un taux d'indium proche de 18 % correspondant à un paramètre de maille adapté à celui de GaN. Du point de vue des propriétés électriques, le but poursuivi a été d'obtenir des résistances de couche faibles pour atteindre des courants de saturation I_{DSS} forts. Depuis la croissance du matériau en couche épaisse jusqu'à l'optimisation des structures, nous avons pu valider la faisabilité d'une croissance d'AlInN de bonne qualité et son utilisation dans le cadre de transistors à haute mobilité électronique.

Dans un premier temps, les avantages de AlInN par rapport à une technologie à base d'AlGaIn sont décrits. Les prévisions en terme de densité de courant sont exposées.

Dans un second paragraphe, nous présentons l'étude qui a concerné la croissance de AlInN. Celle-ci a débuté par la croissance de couches relativement épaisses ($\approx 0,1 \mu\text{m}$). Le but a été d'obtenir une bonne qualité structurale et d'optimiser les conditions de croissance en terme de température et de débit des précurseurs. La concentration en indium, et donc son incorporation, ont été attentivement suivies.

Ensuite, les conditions de croissance définies ont été appliquées à la réalisation d'hétérostructures susceptibles de donner lieu à la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons. La validation de structures ayant un gaz 2D d'électrons ainsi que leur optimisation sont rapportées à la fois sur substrat saphir puis sur substrat SiC.

A la fin du chapitre, nous évoquons une problématique apparue au cours de cette étude, qui concerne l'importance de la surface de AlInN sur les propriétés de transport du gaz d'électrons. Une solution tentant d'y remédier par l'ajout d'un « cap » de GaN est proposée.

L'approche technologique réalisée sur ce matériau et les résultats obtenus sur les composants passivés et non passivés seront discutés dans le chapitre IV.

3.1 Intérêt de AlInN dans le cadre des structures HEMTs

Le remplacement de la couche d’AlGaN dans les structures étudiées précédemment par une couche d’AlInN se justifie par les propriétés assez remarquables de ce dernier alliage. En effet, AlInN présente plusieurs avantages non négligeables. Le premier est que pour un taux d’indium d’environ 18 %, $\text{Al}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{N}$ est adapté en paramètre de maille à GaN (figure 3.1). Contrairement à AlGaN, qui dans son utilisation dans la structure HEMT est en forte tension, AlInN peut être utilisé dans son état non contraint. Ainsi, la génération de défauts introduits par les contraintes est fortement diminuée. Ceci a pour avantage de limiter les dégradations des performances électriques liées à la présence de tels défauts. La fiabilité est, elle aussi, favorisée car très dépendante des défauts du matériau.

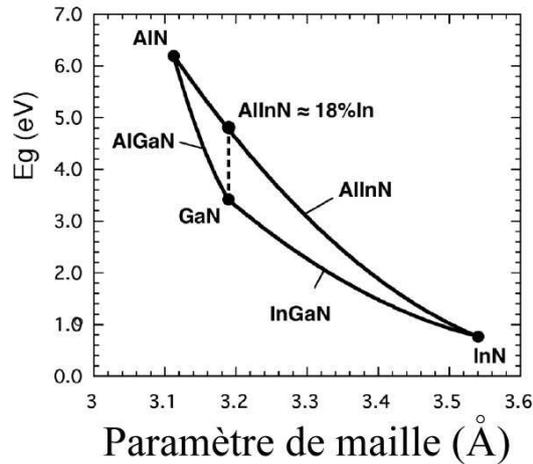


figure 3.1 : Diagramme de l’évolution de la largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille des alliages à base de GaN, AlN et InN

Autre avantage, avec un taux de 18 % d’indium, AlInN présente une polarisation spontanée importante.

$$P_{\text{sp,Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}}(x) = -0,049 \cdot x_{\text{Al}} - 0,032 \text{ C/m}^2 \quad (3.1)$$

La polarisation spontanée calculée selon la relation précédente vaut $-0,072 \text{ C.m}^{-2}$. Dans le cas d’un alliage AlGaN avec $x_{\text{Al}} = 30 \%$, celle-ci est évaluée à $-0,045 \text{ C.m}^{-2}$ tandis que la polarisation piézoélectrique vaut environ $-0,011 \text{ C.m}^{-2}$ (chapitre D). Dans le cas de AlInN, la polarisation spontanée est à elle seule supérieure aux deux contributions présentes dans le système $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ pseudomorphique. La valeur importante de la polarisation spontanée de AlInN adapté à GaN laisse présager la formation de gaz d’électrons à forte densité électronique. Il a été montré en outre que l’utilisation d’une couche d’AlInN pouvait apporter une augmentation très importante du courant disponible (prédiction de $2,2 \text{ A/mm}$ pour $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$ et $3,3 \text{ A/mm}$ pour $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$) ainsi que de la transconductance (400 mS/mm pour une épaisseur d’AlInN de 10 nm) par rapport à la technologie standard à base d’AlGaN [1]. Pour une couche en tension ($x_{\text{In}} < 0,17$), la polarisation piézoélectrique contribue à l’augmentation du nombre de porteurs. Ainsi, pour $x_{\text{In}} = 0,08$, il a été montré que la densité de porteurs peut atteindre la valeur $n_s = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ donnant lieu à un courant de $4,3 \text{ A/mm}$. En revanche, si la couche d’AlInN est en compression, on assiste à une diminution du nombre de porteurs. Ainsi, pour $x_{\text{In}} = 0,27$, la densité de porteurs estimée est de $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [4]. Cette valeur correspond aux valeurs

observées dans les hétérostructures de type AlGaN/GaN évaluées à $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour une concentration en aluminium avoisinant 30 % (chapitre II). Compte tenu du taux d'indium dans la couche, AlInN est alors en forte compression.

Tout comme dans le cas des HEMTs AlGaN/GaN, l'effet combiné de la polarisation et de la discontinuité de bande de conduction permet, en l'absence de dopage, la création d'un gaz 2D d'électrons confinés à une interface. Il est à noter que AlInN adapté en paramètre de maille à GaN a une largeur de bande interdite de l'ordre de 4,8 eV alors que celle de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ vaut 3,9 eV. Le confinement des électrons et leur densité peuvent ainsi être améliorés grâce à une discontinuité de bande de conduction plus importante et un puits de potentiel plus profond.

Malgré ces différences, le diagramme de bandes d'énergie obtenu par résolution des équations de Schrödinger et de Poisson est comparable à celui d'une hétérostructure AlGaN/GaN et présente un puits de potentiel à l'interface AlInN/GaN (figure 3.2).

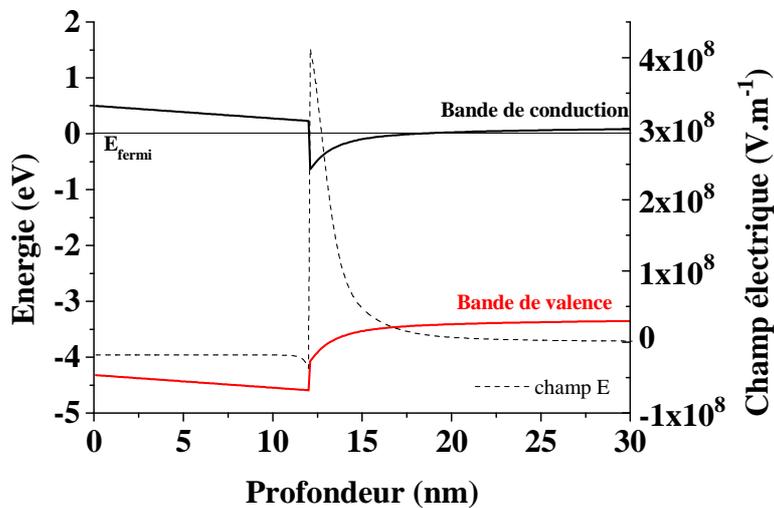


figure 3.2 : Diagramme de bande et tracé du champ électrique interne d'une structure $\text{Al}_{0,82}\text{In}_{0,18}\text{N}$ (12 nm)/GaN

Notre simulation confirme les résultats de la littérature. Nous trouvons une densité de porteurs d'environ $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ concernant le gaz bidimensionnel d'électrons dans la structure $\text{Al}_{0,82}\text{In}_{0,18}\text{N}$ (12 nm)/GaN.

3.2 Développement d'un nouveau système de matériaux

3.2.1 Optimisation des paramètres d'épitaxie de AlInN

Afin d'obtenir de bonnes qualités structurales des couches ainsi que les concentrations en indium voulues, différents paramètres de croissance ont été optimisés. A cet effet, des couches d'épaisseur 0,1 μm ont été déposées sur du GaN d'épaisseur 2 μm dans le réacteur d'épitaxie Aixtron RF-200 (figure 3.3). Le précurseur d'indium était le triméthylindium (TMIn).

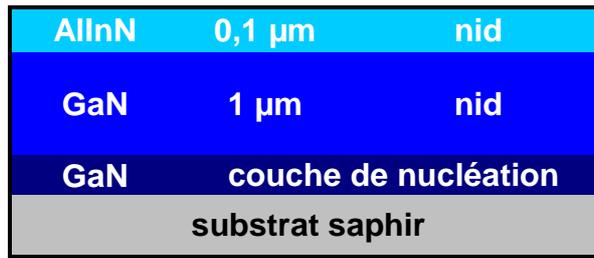


figure 3.3 : Schéma de la structure d'étude utilisée pour l'optimisation des paramètres d'épitaxie

Le rapport V/III des précurseurs utilisés pour l'épitaxie est un paramètre essentiel de la croissance de l'alliage AlInN et particulièrement de l'incorporation de l'indium. Ainsi, ce rapport a été varié entre 900 et 2700. La figure 3.4 présente les différents profils de diffraction X obtenus pour trois valeurs du rapport V/III, à température de croissance fixée égale à 850°C. Pour le rapport V/III de 900, le profil de diffraction X met en évidence trois pics correspondant à trois taux d'indium incorporé différents : 12 %, 16,5 % et 46 %, suggérant un phénomène de démixtion en plusieurs phases [5].

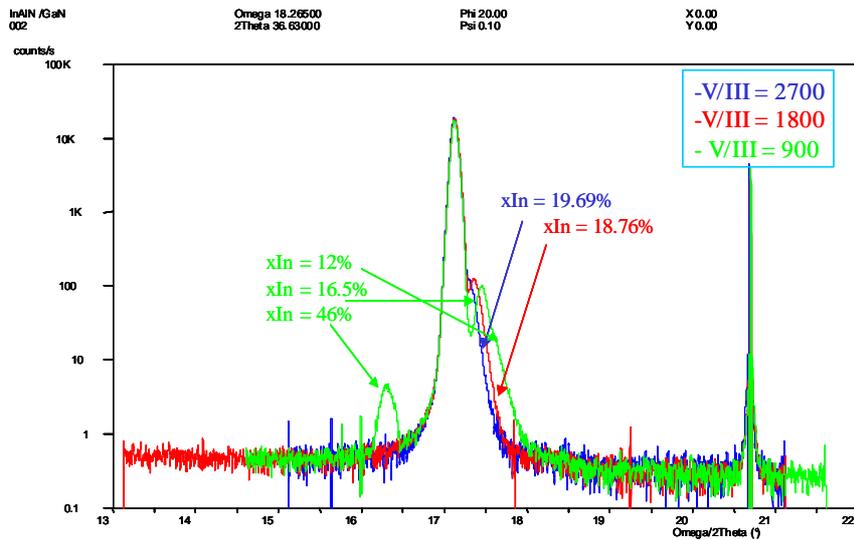


figure 3.4 : Profils de diffraction X haute résolution $\omega/2\theta$ d'échantillons obtenus pour différents rapports V/III des précurseurs de croissance

La démixtion de phase est bien visible par microscopie optique qui montre que la couche obtenue est de mauvaise qualité cristallographique. La présence de petits îlots sur la photographie de la figure 3.5 suggère de fait la coexistence de plusieurs phases dans la structure étudiée.



figure 3.5 : Image par microscopie optique (grandissement x 20) de la surface de l'échantillon aec1320 obtenue avec un rapport V/III = 900. Mise en évidence de la démixtion de phase détectée par diffraction X

En augmentant le rapport V/III, la qualité cristalline des couches s'améliore. Le rapport égal à 2700 a été celui qui a été finalement retenu pour la suite de l'étude [6].

L'incorporation de l'indium dans les couches d'AlInN a été également étudiée en fonction de la température. Ainsi, en faisant varier la température entre 800°C et 860°C, le taux d'incorporation de l'indium s'est avéré très fortement modifié. Les mesures de diffraction X haute résolution réalisées selon les plans (0002) montrent un déplacement du pic de AlInN lorsque la température de dépôt varie (figure 3.6).

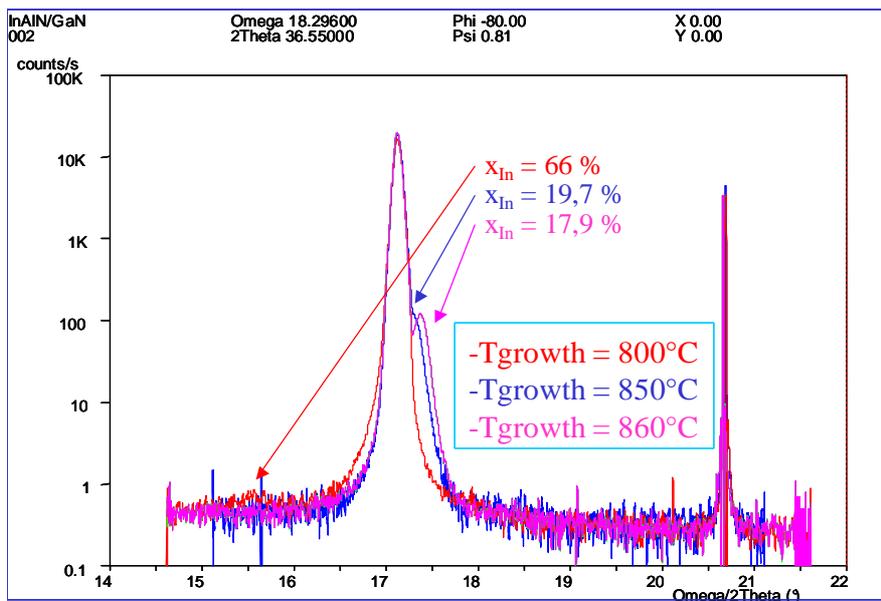


figure 3.6 : Profils de diffraction X haute résolution $\omega/2\theta$ d'échantillons obtenus à différentes températures de croissance

Pour les températures inférieures à 830°C, la qualité cristallographique des couches obtenues a été trouvée dégradée. A ces températures, la résistance par carré des couches était supérieure à 20000 Ω /carré. Une démixtion de phase est par ailleurs également constatée à 800°C, ce que confirment les profils de diffraction X qui suggèrent la présence de deux phases supplémentaires, contenant respectivement 29 % et 66 % d'indium (sur la figure 3.6, le pic relatif à AlInN pour une composition de 29 % est localisé dans le pied du pic relatif à GaN). Le taux d'incorporation de l'indium a donc tendance à diminuer lorsque la température de croissance est augmentée. Ce résultat est cohérent avec ce que nous avons pu observer dans la littérature [7][8].

Les mesures topographiques effectuées par AFM sur des surfaces d'AlInN obtenues à différentes températures de croissance montrent une baisse de la rugosité lorsque la température est augmentée (figure 3.7). Ainsi, pour des températures de croissance valant 800°C, 850°C et 860°C, les rugosités RMS valent respectivement 8,8 nm, 4,8 nm et 3,9 nm ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$). Ces valeurs sont plutôt hautes mais concernent des couches relativement épaisses par rapport à celles que nous utilisons pas la suite. Ainsi, nos observations confirment une amélioration de la qualité du matériau à température de croissance plus élevée [7][9].

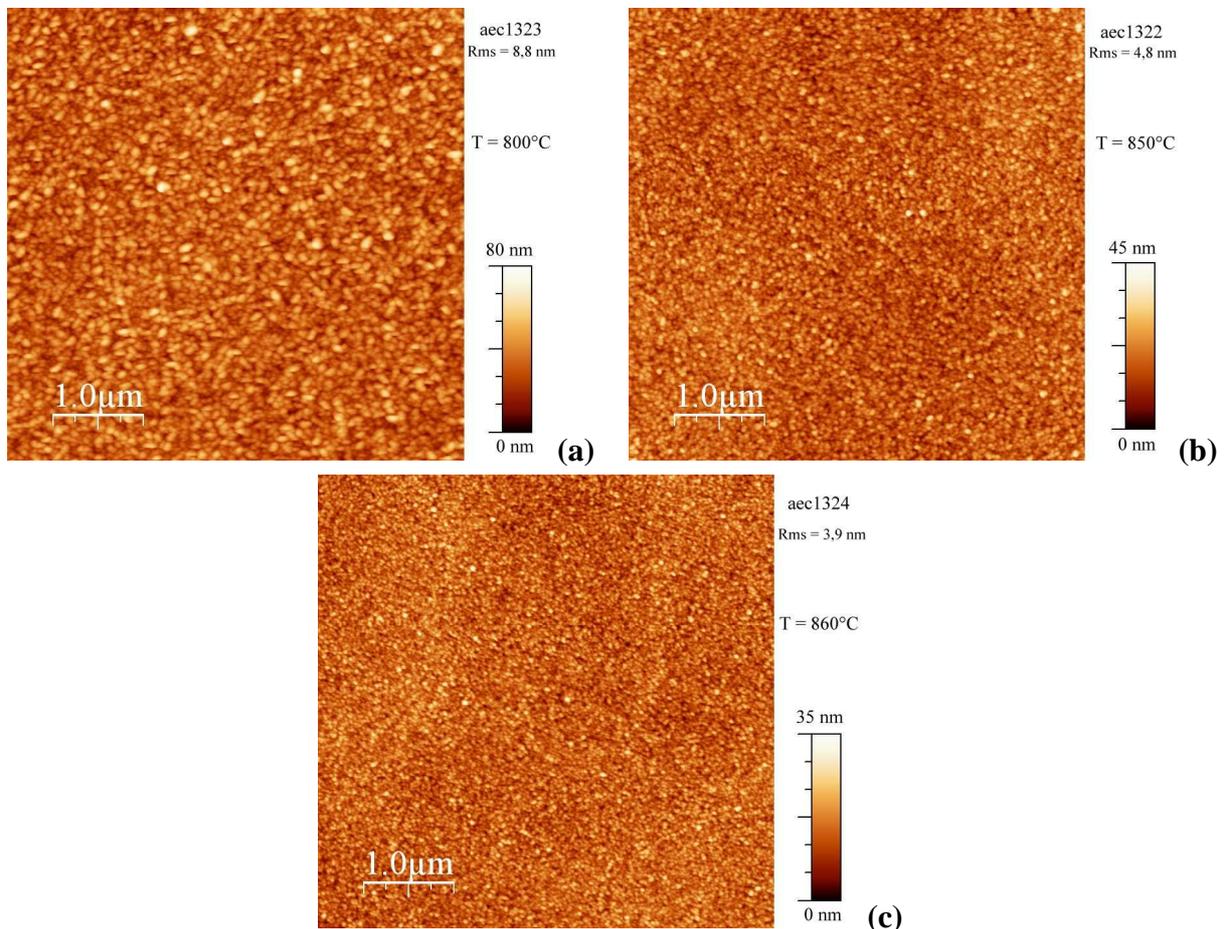


figure 3.7 : Evolution de la topographie de AlInN en fonction de la température de croissance
 (a) T = 800°C, (b) T = 850°C et (c) T = 860°C

Les conditions optimales retenues seront finalement une température de 860°C et un rapport V/III égal à 2700.

3.2.2 Optimisation des hétérostructures AlInN/GaN

Les conditions de croissance définies auparavant ont été utilisées pour réaliser des hétérostructures de type AlInN/GaN. La structure choisie dans un premier temps a consisté en une couche d'AlInN de 12 nm déposée sur une couche tampon de GaN de 3 μm (figure 3.8 (a)). La croissance a été réalisée sur substrat de saphir et a débuté par une couche de nucléation.

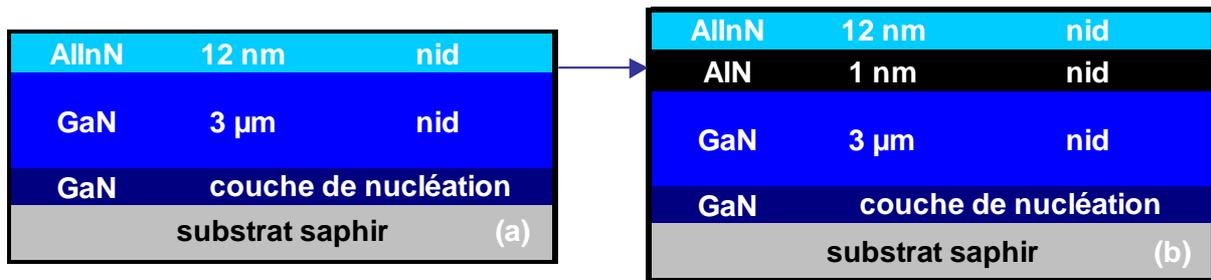


figure 3.8 : Schéma des hétérostructures AlInN/GaN étudiées (a) et optimisation par ajout d'une couche d'AlN (b)

Les mesures de capacité en fonction de la tension réalisées à la sonde de mercure ont mis en évidence la présence d'un gaz 2D d'électrons à l'interface AlInN/GaN (figure 3.9).

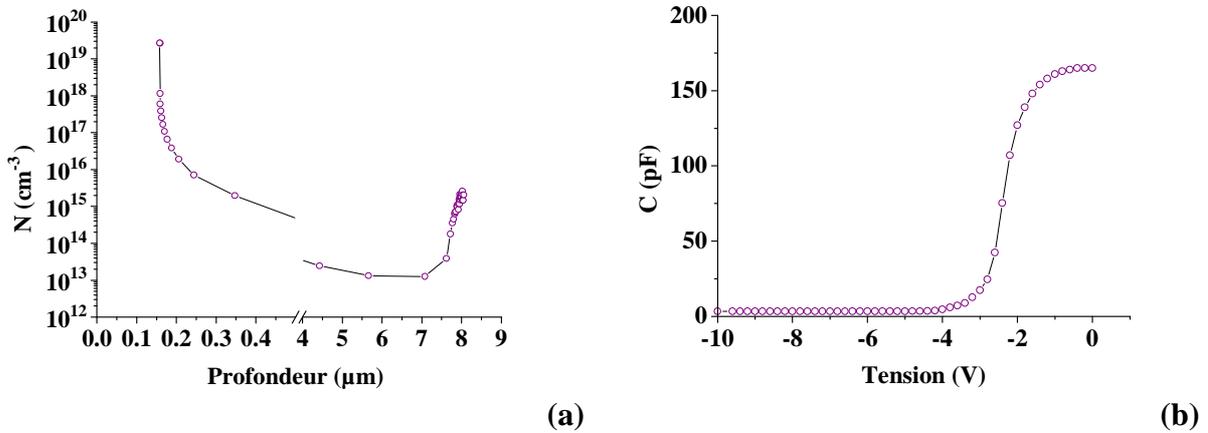


figure 3.9 : Profil de porteurs (a) et courbe $C(V)$ (b) obtenues sur la plaque aec1330

Cependant, bien que les rugosités de surface soient faibles (0,5 nm de rugosité RMS sur une image de 5 x 5 μm^2) et que la topographie fasse présumer d'une bonne qualité structurale (des marches atomiques sont visibles sur la figure 3.10), les couches présentent toujours des résistances par carré élevées. En effet, les valeurs rencontrées oscillent autour de 2000 $\Omega/\text{carré}$. Le meilleur résultat atteint a été de 1500 $\Omega/\text{carré}$.

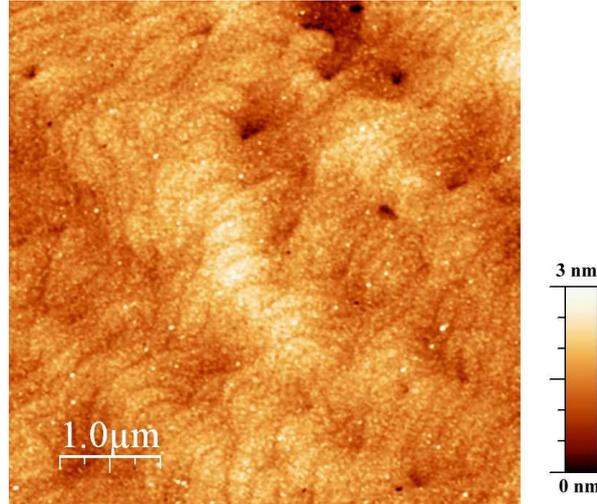


figure 3.10 : Topographie AFM 5 x 5 μm^2 d'une structure AlInN/GaN (aec1342)

Ceci peut être attribué à priori à une interface entre AlInN et GaN de mauvaise qualité, pénalisant ainsi la mobilité électronique [10]. En effet, plusieurs points liés à la croissance font de l'interface AlInN/GaN une interface de qualité dégradée. Ainsi, lors de l'épitaxie des structures, la transition de GaN à AlInN nécessite une transition brutale en température pour passer de 1150°C à 850°C. Parallèlement, le gaz vecteur est modifié. En effet, la croissance de GaN se fait sous une atmosphère d'hydrogène tandis que la croissance de AlInN se fait sous atmosphère d'azote [11]. Les précurseurs d'éléments III sont par ailleurs modifiés. Dans la transition de croissance de GaN vers AlInN, le débit de TMGa est coupé au profit du TMIIn et du TMAI. Par ailleurs, l'indium a une tendance à la désorption qui rend son incorporation difficile à haute température. Ces différents facteurs concourent à la dégradation de l'interface. Les mesures de réflectivité de rayons X effectuées sur ce type de structures montrent la présence d'une couche supplémentaire (figure 3.11). L'épaisseur totale mesurée de 12,5 nm est cohérente avec l'épaisseur visée. Cette composante intermédiaire est visible sur le tracé de la transformée de Fourier du profil corrigé, sous la forme d'un pic supplémentaire localisé dans le pied du pic principal. Cette couche pourrait être la manifestation de l'interface de mauvaise qualité.

Afin d'améliorer le confinement du gaz d'électrons et la qualité de l'interface concernée, l'ajout d'une couche intermédiaire d'AlN a été étudié (figure 3.8 (b)). L'ajout d'une fine couche d'AlN (épaisseur inférieure à quelques nanomètres) entre AlInN et GaN a été proposé par Gonschorek et al. [12] avec pour objectif d'améliorer la transition entre les différents matériaux et de limiter les dispersions induites par les désordres cristallins. D'un point de vue dépôt épitaxial, ceci permet de ne basculer qu'un seul gaz vecteur (TMG vers TMAI) lors du changement de matériau. De plus, la température de croissance de AlN reste supérieure à 1150°C et favorise dans ce cas la qualité cristalline de l'interface AlN/GaN. L'utilisation de ce type de structure a permis d'atteindre des résistances de couche proches de 200 $\Omega/\text{carré}$ [12][13].

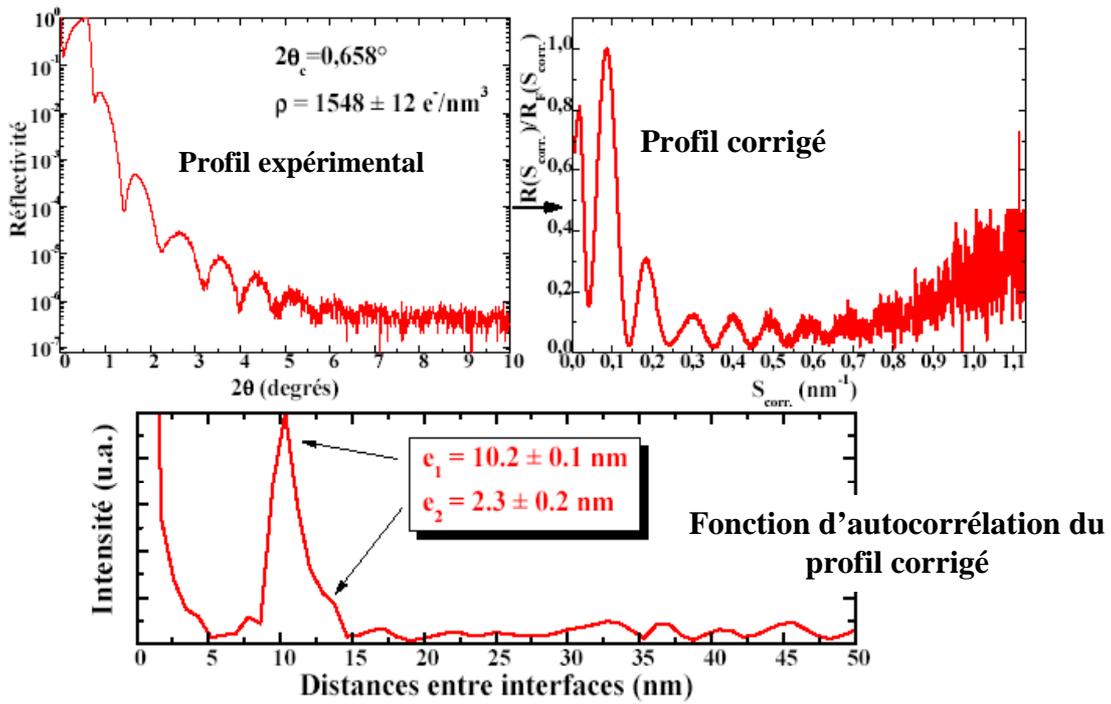


figure 3.11 : Analyse d'une structure AlInN/GaN par réflectométrie de rayons X (aec1330)

Les simulations obtenues par la résolution des équations de Schrödinger et de Poisson valident l'existence d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans les structures de type $\text{Al}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{N}$ (12 nm)/AlN (1 nm)/GaN (figure 3.12). La densité de porteurs calculée dans cette structure est de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (tableau 3.1).

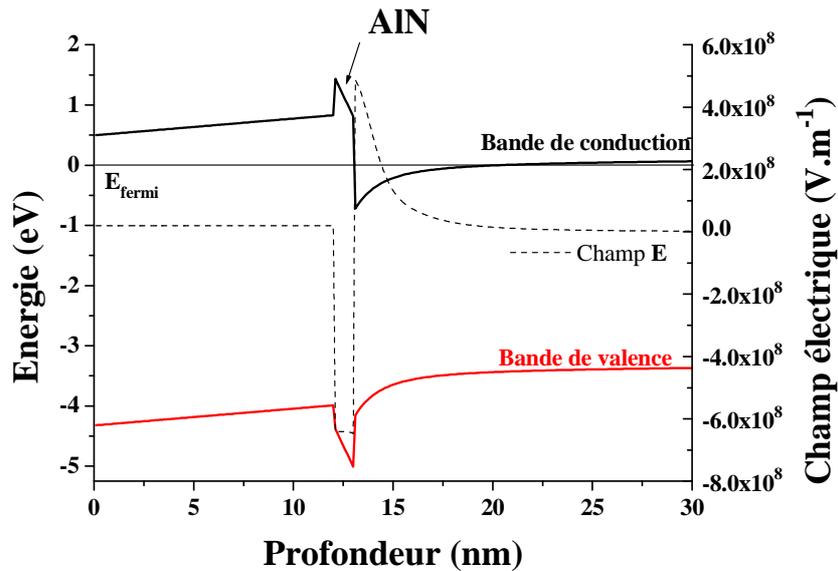


figure 3.12 : Diagramme de bandes d'énergie et tracé du champ électrique interne d'une structure $\text{Al}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{N}$ (12 nm) /AlN (1 nm) /GaN

En plus d’augmenter la densité de porteurs, ce type de structure, qui accentue le décalage de bande de conduction (ΔE_C), améliore le confinement du gaz d’électrons. En effet, l’ajout de la couche intermédiaire d’AlN permet d’augmenter la proportion de porteurs localisés dans la couche inférieure de GaN. Ainsi, les valeurs calculées dans le tableau 3.1 montrent que la proportion de porteurs localisés dans GaN croît de 93 % à 98 % avec l’ajout d’une fine couche d’AlN. Ceci peut être attribué au fait que la couche d’AlN, en augmentant le décalage de bande de conduction, limite la pénétration de la fonction d’onde dans AlInN, comme il a été déjà vu dans les structures à base d’AlGaIn [14].

Densités de porteurs	structure AlInN/GaN		Structure AlInN/AlN/GaN	
AlInN	$1,8.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	6,1%	$7,0.10^8 \text{ cm}^{-2}$	< 0,01 %
AlN	X	X	$4,9.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	2,0 %
GaN	$2,00.10^{13} \text{ cm}^{-2}$	93,9%	$2,37.10^{13} \text{ cm}^{-2}$	98,0 %
Total	$2,18.10^{13} \text{ cm}^{-2}$		$2,42.10^{13} \text{ cm}^{-2}$	

tableau 3.1 : Densités de porteurs calculées par simulation Schrödinger-Poisson et proportions dans les couches dans des structures AlInN/GaN avec et sans couche d’AlN intermédiaire

La température de croissance de AlInN a été affinée avec l’ajout de cette couche intermédiaire. Les profils de diffraction X réalisés selon la réflexion (0004) mettent à nouveau en valeur la baisse d’incorporation de l’indium lorsque la température de croissance est augmentée (figure 3.13). Pour des températures de croissance de 860°C, 865°C et 870°C, les taux d’indium déduits des profils de diffraction X sont respectivement de 19,4%, 18,4 % et 15,7 %. Dans les conditions retenues, la température de 865°C offre une concentration optimale en terme d’adaptation de contraintes de la couche d’AlInN. Par ailleurs, la résistance de couche obtenue dans ce cas est de l’ordre de 370-400 $\Omega/\text{carré}$ (mesure SonogageTM de l’échantillon aec1359). L’optimisation du couple épaisseur/température de croissance de AlN peut permettre d’améliorer encore ce résultat.

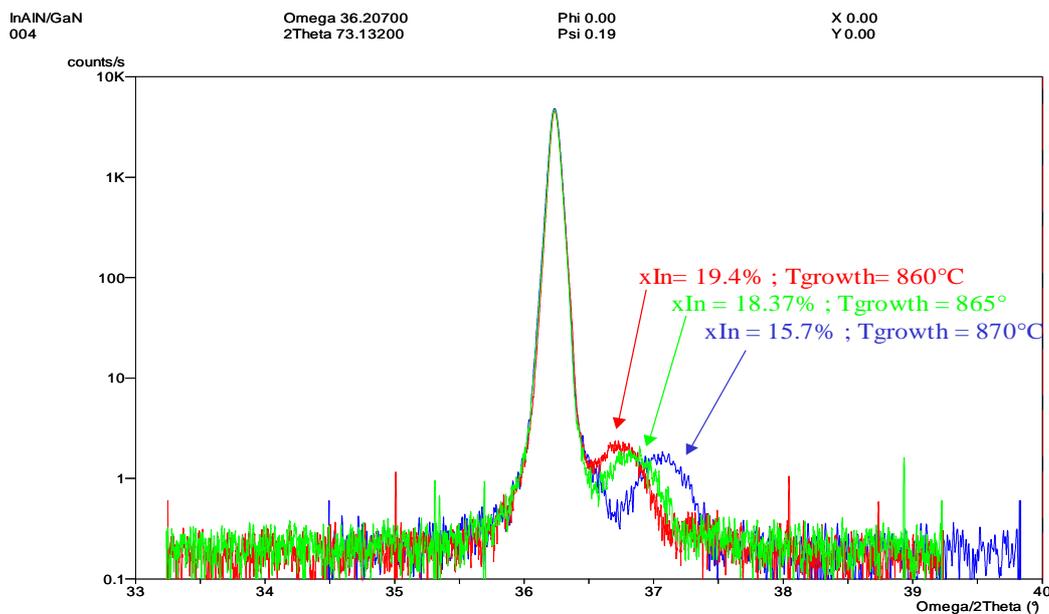


figure 3.13 : Profils de diffraction X haute résolution $\omega/2\theta$ selon les réflexions (0004) d’échantillons obtenus à différentes températures de croissance de AlInN (860°C, 865°C et 870°C)

L'optimisation de cette structure a aussi concerné la température optimale de dépôt de la couche d'AlN. Les propriétés électriques des structures sont en effet particulièrement sensibles à ce paramètre de croissance. Ainsi, plus la température de croissance de AlN augmente plus la résistance par carré de la couche diminue. Ainsi que le montrent les valeurs présentées dans le tableau 3.2, pour une température de croissance de AlN de 1200°C, une mobilité de 1230 cm².V⁻¹.s⁻¹ et une densité de porteurs de 1,24.10¹³ cm⁻² ont été mesurées. Ceci est équivalent à une résistance de couche de 410 Ω/carré, ce qui est l'optimum obtenu dans cette phase d'optimisation. Pour cet échantillon, la résistance par carrée mesurée par SonogageTM était de 310 Ω/carré.

Echantillon	Température de croissance de AlN	Température de croissance de AlInN	Mesures par effet HALL			
			R _{sheet} Ω/carré	μ cm ² /V.s	Ns cm ⁻²	facteur de symétrie
Aec1360	1150°C	865°C	677,5	817	1,13.10 ¹³	1,16
Aec1362	1180°C	865°C	600	1060	9,81.10 ¹²	1,05
Aec1363	1200°C	865°C	410	1230	1,24.10 ¹³	1,02

tableau 3.2 : Mesures par effet Hall sur des structures de type AlInN/AlN/GaN Evolution en fonction de la température de croissance de la couche AlN

Le recuit de contact ohmique nécessaire à la conception des échantillons pour la mesure par effet Hall a donc un effet non négligeable sur les propriétés électriques des couches. L'apport de la couche d'AlN est primordial car les résistances obtenues sont inférieures à celles obtenues avec le système à base d'AlGaN et surtout bien inférieures à celle obtenues sans couche intermédiaire (< 2000 Ω/carré).

La figure 3.14 présente l'exploitation de la mesure de capacité par sonde de mercure réalisée sur la structure avec AlN déposé à 1200°C. La présence du gaz 2D est bien validée sur les structures comportant une couche intermédiaire d'AlN. L'épaisseur de 1 nm de cette couche d'AlN semble être un optimum.

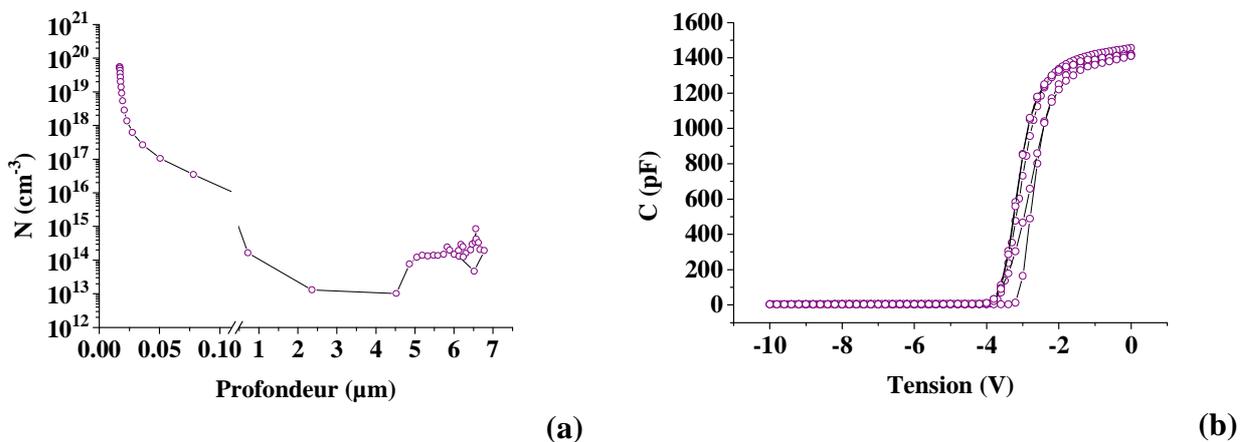


figure 3.14 : (a) profil de porteurs en fonction de la profondeur dans la structure épitaxiale et (b) profils de capacité en fonction de la tension sur la plaque aec1363 (en 5 points)

Des mesures par effet Hall en température ont aussi confirmé la présence du gaz 2D d'électrons. En effet, la densité de porteurs ne varie que très faiblement sur la plage 100 K-500 K, ce qui est propre à la présence d'un gaz bidimensionnel d'électrons, restant égale à $1,25 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (figure 3.15). Cette valeur est supérieure à celle mesurée sur l'échantillon aec1091 (structure AlGaN/GaN sur SiC). L'évolution de la mobilité sur cette plage de température est semblable à celle observée dans le cas du système AlGaN/GaN : la mobilité augmente lors de la diminution de la température jusqu'à atteindre $3250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 100 K. Cependant elle reste supérieure dans le cas du système AlGaN/GaN atteignant dans cet exemple une valeur proche de $3500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à une température de 130 K, c'est à dire au maximum de la courbe de mobilité.

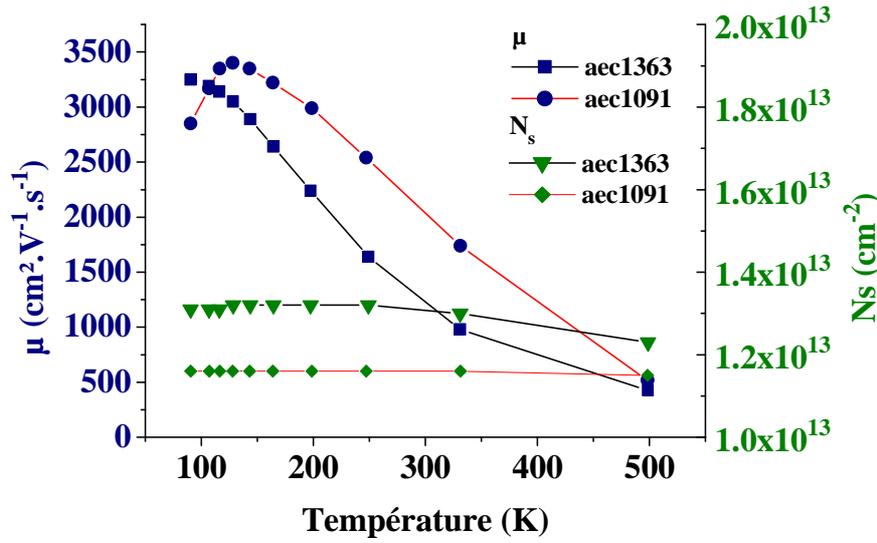


figure 3.15 : Mesures par effet Hall de la densité de porteurs et de la mobilité en fonction de la température - Comparaison d'une structure AlInN/AlN/GaN déposée sur saphir (aec1363) et d'une structure AlGaN/GaN déposée sur SiC (aec1091)

Les couches avec des épaisseurs inférieures d'AlN (< 1 nm) présentent des dégradations de la structure. Les profils de capacité en fonction de la tension montrent une inhomogénéité importante des tensions de pincement avec des valeurs comprises entre -4 V et -8 V (figure 3.16), tandis que la résistance de couche mesurée par SonogageTM est un peu plus élevée : 443 Ω/carré.

En diminuant l'épaisseur de la couche d'AlN intermédiaire (< 1 nm), on observe une dégradation de l'hétérojonction et de la couche tampon. La concentration de porteurs dans la couche tampon, potentiellement responsables des fuites de courant, mesurée par C(V) se situe autour de $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (figure 3.16 (a)), contre $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ à $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ dans le cas de la structure comportant une couche intermédiaire d'AlN de 1 nm d'épaisseur. A l'inverse, si l'épaisseur d'AlN est supérieure à 1 nm, les contraintes deviennent très importantes et l'effet sur la structure est aussi une dégradation des propriétés électriques. La couche tampon devient particulièrement perturbée et sa résistivité baisse de manière rédhibitoire.

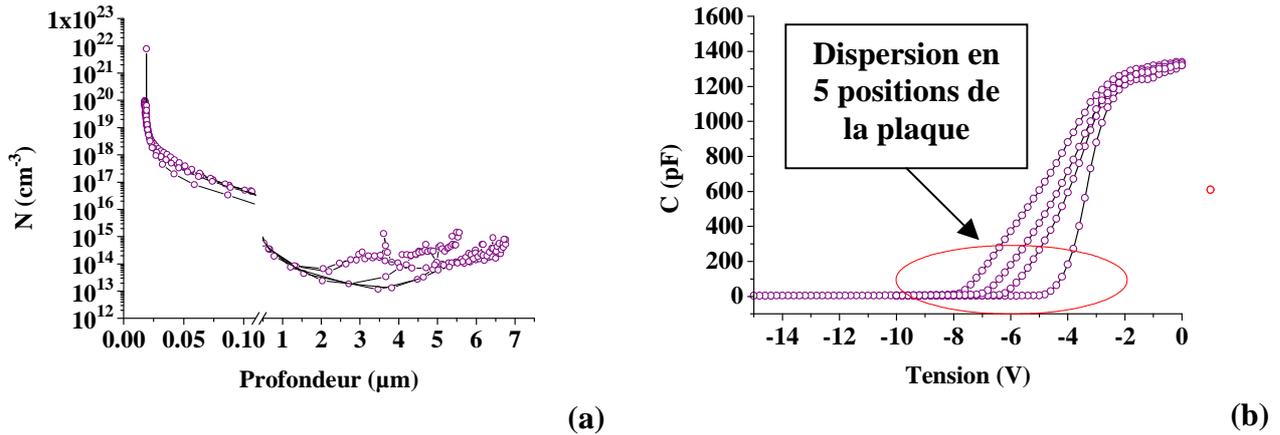


figure 3.16 : (a) profils de porteurs en fonction de la profondeur dans la structure épitaxiale et (b) profils de capacité en fonction de la tension en plusieurs points espacés de la plaque aec1430 (Épaisseur de la couche d’AlN intermédiaire inférieure à 1 nm)

3.2.3 Application au substrat SiC

Les optimisations réalisées précédemment ont été appliquées aux couches déposées sur substrat SiC. Sur l’échantillon aec1366 les mesures de résistance de couche réalisées par SonogageTM ont donné de très bonnes valeurs ainsi qu’une excellente homogénéité. En effet, sur cinq points de mesure, la valeur de résistance de couche est de $325 \pm 5 \Omega/\text{carré}$. De même, les mesures de capacité en fonction de la tension réalisées à la sonde de mercure attestent d’une bonne homogénéité de la plaque (figure 3.17 (b)). La tension de pincement est trouvée environ égale à -3 V et cette valeur semble homogène sur la couche. Après pincement, la capacité reste négligeable prouvant une forte résistivité de la couche tampon. Ceci est validé par les profils de densité de porteurs présentés à la figure 3.17 (a). La densité de porteurs dans la couche tampon vaut entre $1.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $1.10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

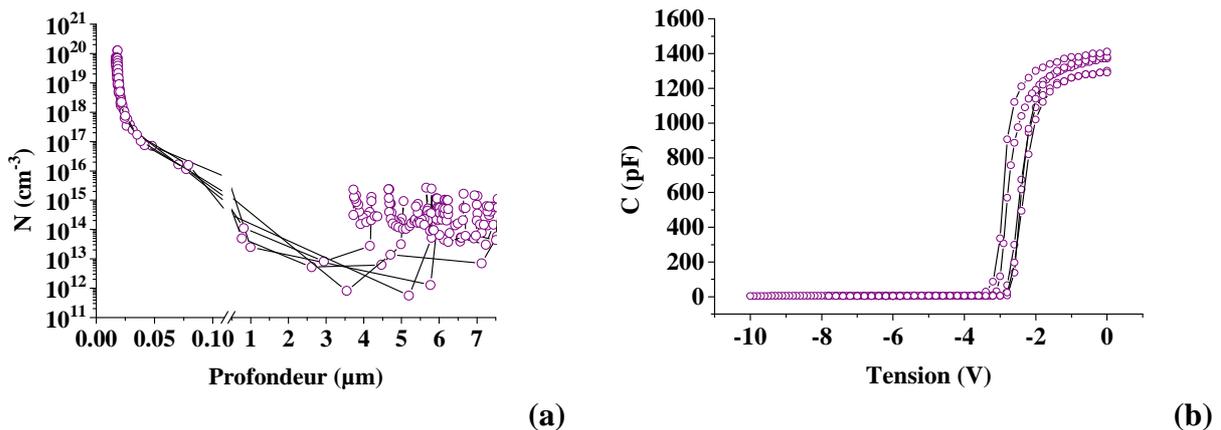


figure 3.17 : Profil de porteurs (a) et courbe $C(V)$ (b) obtenues sur aec1366 déposée sur substrat SiC

Les mesures topographiques réalisées par microscopie à force atomique démontrent également une bonne qualité de couche. En effet, les marches atomiques sont bien visibles et confirment que le mode de croissance est à deux dimensions. Cependant, des rugosités légèrement plus importantes que sur les couches précédentes sont mesurées. La rugosité RMS correspondant à l’image de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ présentée à la figure 3.18 est de 1,5 nm. Nous pensons

que la qualité cristalline du substrat utilisé est sans doute la cause de cette valeur un peu élevée.

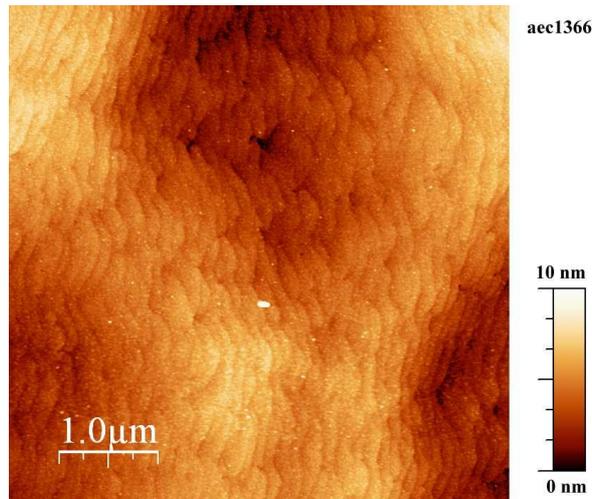


figure 3.18 : Topographie AFM ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) de la couche aec1366 déposée sur substrat SiC

Des mesures de diffraction X selon les plans (0004) ont donné un taux d'indium de 21,3 %. La couche correspondante d'AlInN est en compression. Le nombre de porteurs devrait être plus faible qu'avec une couche en tension.

L'application des conditions de croissance sur un substrat SiC apparaît donc satisfaisante. La conception de transistors a été entreprise sur cet échantillon. Les paramètres s'y rapportant sont présentés au chapitre IV.

3.2.4 Stabilité des surfaces de AlInN

Des mesures de capacité après épitaxie, mais aussi des recuits à haute température, ont mis en évidence des problèmes liés à la surface, qui suggèrent que la surface de AlInN n'est pas complètement stabilisée en fin de croissance. Des mesures de capacité en fonction de la tension ont ainsi été réalisées à la sonde de mercure à différents temps après la sortie de l'enceinte de croissance (figure 3.19). Ces mesures ont permis de montrer une dérive des propriétés électriques de la structure après croissance épitaxiale. En effet, on constate une dérive de la tension de pincement allant de -10 V à la sortie de l'enceinte de dépôt jusqu'à -6 V au delà d'une journée d'exposition à l'atmosphère libre. Par contre, la valeur de capacité à 0 V semble peu évoluer et il n'y a pas non plus d'évolution dans le temps de la résistance de couche. Elle est pour l'échantillon mesuré précédemment de l'ordre de $340 \Omega/\text{carré}$ et reste constante.

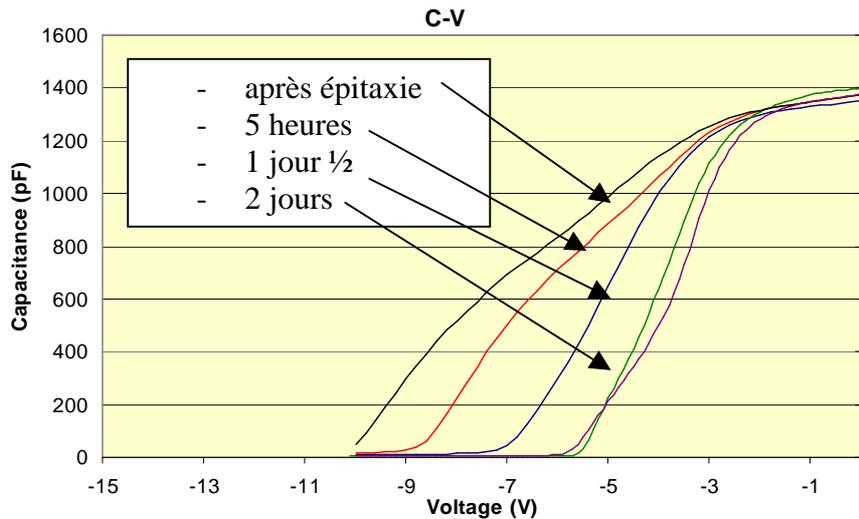


figure 3.19 : Evolution du profil C(V) après différents temps après sortie du réacteur d'épitaxie (aec1426)

Des recuits à différentes températures ont été réalisés pour étudier plus avant la stabilité des couches. En effet, des températures élevées sont fréquemment atteintes lors des procédés technologiques de la réalisation d'un composant et il paraît important d'en connaître les effets sur le matériau. Des recuits cumulés réalisés avec et sans protection SiN des couches épitaxiées ont mis en évidence une évolution de la résistance par carré des couches. D'une façon générale, les échantillons d'AlInN paraissent donc sensibles aux hautes températures. Ainsi, sur la figure 3.20, on observe une augmentation de la résistance par carré des couches lorsque la température du recuit est augmentée. Cette évolution de la résistance de couche a déjà été constatée par d'autres équipes sur des structures AlInN/GaN équivalentes [10]. Elle est dans notre cas moins importante et il existe quelques différences selon la température de croissance ou la protection de la surface. Dans le cas de la couche aec1359 (substrat saphir) pour laquelle la température de croissance de AlN était de 1150°C, la résistance par carré avant traitement était d'environ 420 Ω /carré. Lors de l'augmentation de la température des recuits cette résistance a augmenté continûment jusqu'à atteindre 550 Ω /carré après un recuit à 900°C. Pour l'échantillon aec1410, dont la couche d'AlN a été déposée à 1200°C, la valeur de résistance était plus faible mais la tendance est restée la même après les différents recuits. Elle était d'environ 350 Ω /carré à la sortie de l'enceinte de dépôt tandis qu'elle atteignait environ 500 Ω /carré après un dernier recuit à 850°C. Bien que déterminant la valeur initiale de la résistance de la couche, la température de croissance de la couche d'AlN, et par conséquent sa qualité structurale, ne paraissent pas impliqués dans l'évolution de la résistance avec la température de recuit. La modification des propriétés des états de surface semble être la cause de cette évolution. La figure 3.20 montre en effet qu'une protection de la surface par une couche de 40 nm de SiN déposée par PECVD limite l'effet néfaste des recuits : la résistance commence à se dégrader pour des températures plus importantes (800 °C) et la valeur maximale atteinte est de 420 Ω /carré. Il est à noter que si la couche de SiN augmente dans un premier temps la résistance, un recuit à 500°C permet d'éliminer cet effet. Il s'agit sans doute d'effets dus aux contraintes apportées par la couche de SiN que le recuit parvient à annuler. Ce sont donc des phénomènes liés à la surface d'AlInN qui pourraient être à l'origine des variations de résistance.

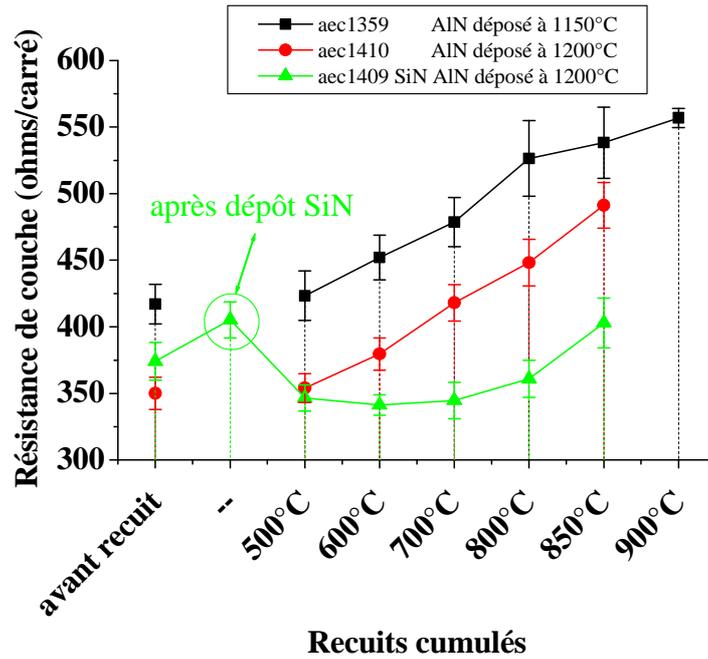


figure 3.20 : Evolution de la résistance carrée de structures AlInN/AlN/GaN après plusieurs recuits cumulés de 60 secondes –

aec 1359 (AlN déposé à 1150°C), aec1410 (AlN déposé à 1200°C) et aec1409 (AlN déposé à 1200°C avec protection de la surface par une couche de SiN)

Ceci est corroboré par des mesures par diffraction X qui ont montré qu'il n'y a pas eu de modifications structurales en volume avant et après recuit (figure 3.21).

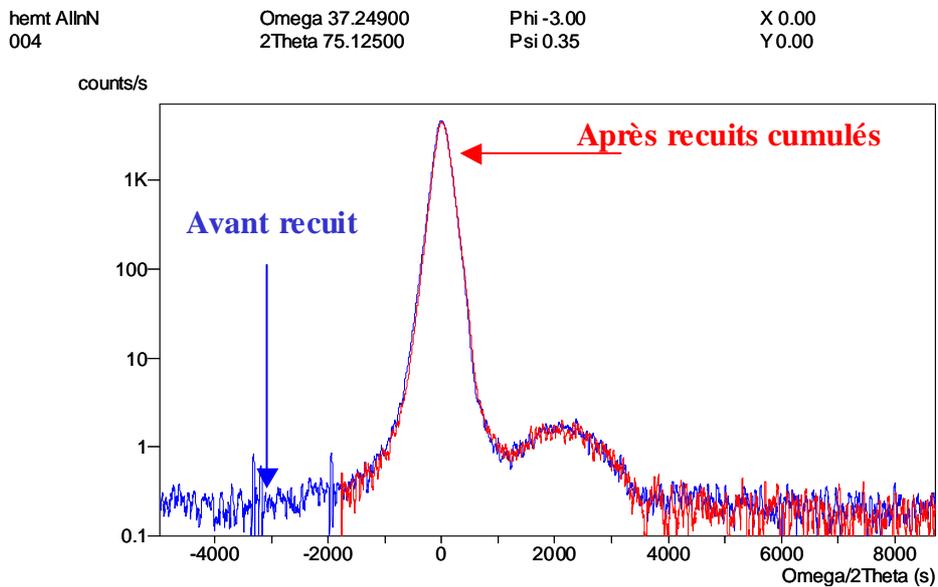


figure 3.21 : Profil $\omega/2\theta$ de diffraction de rayons X haute résolution selon les plans (004) avant et après recuits cumulés (aec1359)

3.2.5 Ajout d'un « cap » GaN

Pour pallier les effets supposés de la surface d'AlInN, l'ajout d'une couche superficielle de GaN semble approprié. Cette couche de GaN été déposée à 865°C sur l'échantillon aec1434. La mesure par réflectométrie de rayons X a permis de déterminer que son épaisseur vaut 3,5 nm. Le taux d'indium de la couche d'AlInN déterminé par diffraction X vaut environ 19,7 %. Selon le diagramme de bandes énergétiques (figure 3.22), l'effet de l'ajout de GaN en surface est le même que dans le système AlGaN/GaN. Le calcul de la densité de porteurs du gaz d'électrons indique une baisse de celle-ci, et un accroissement de la hauteur de barrière effective est prévu théoriquement. De plus, de par les propriétés des matériaux, la surface de GaN est physiquement plus stable que celle de AlInN.

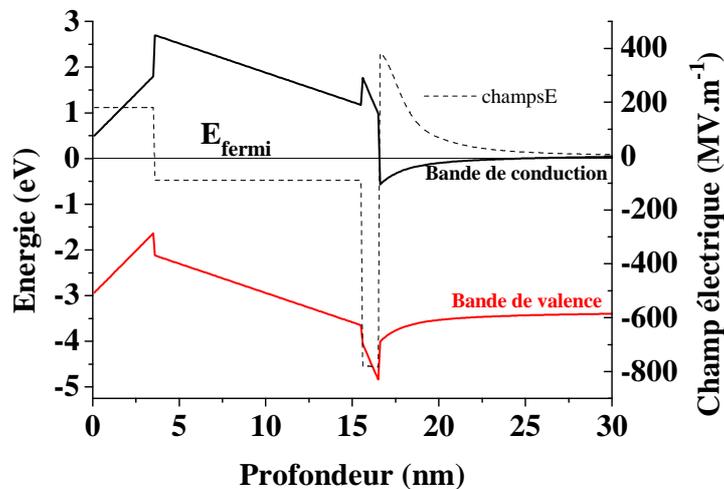


figure 3.22 : Diagramme de bandes énergétiques d'une structure AlInN/AlN/GaN avec un « cap » de GaN de 3,5 nm (aec1434)

La résistance par carré de la couche obtenue avec une épaisseur de GaN de 3,5 nm est de 469 Ω /carré. Cette valeur est un peu plus élevée que celles rencontrées sur les structures sans « cap » de cette étude. L'ajout du « cap » GaN ayant pour effet de diminuer la densité de porteurs, il est cohérent de mesurer une augmentation de la résistance de couche. L'intérêt du « cap » GaN pour l'application au transistor pourra être validé selon les résultats obtenus sur les composants et selon son influence sur les contacts ohmiques et les contacts Schottky.

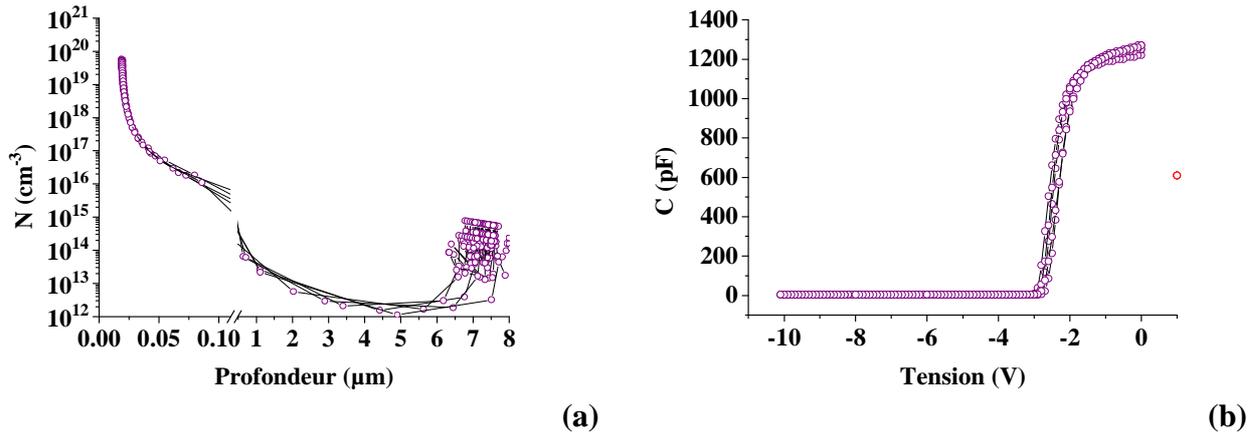


figure 3.23 : (a) profils de porteurs en fonction de la profondeur dans la structure épitaxiale et
 (b) profils de capacité en fonction de la tension (aec1434) – mesures en 5 points de la plaque
 Structure GaN (3,5 nm) / AlInN (7nm) / AlN (1 nm) / GaN

Les mesures $C(V)$ (figure 3.23) montrent une bonne homogénéité des propriétés électriques de l'échantillon déjà constatée par les mesures SonogageTM de résistance de couche. La tension de pincement est évaluée à -3 V et la couche tampon apparaît avoir une forte résistivité avec peu de porteurs, de l'ordre de 1.10^{12} à 1.10^{13} cm^{-3} . La réalisation de composants a permis de discuter de l'intérêt du « cap » sur la structure à base d'AlInN. Les caractérisations correspondantes sont présentées au chapitre IV.

3.3 Conclusion

La croissance de AlInN a été réalisée avec succès. Les conditions de croissance par MOCVD ont pu être optimisées pour obtenir des couches avec un taux d'indium permettant l'adaptation en paramètre de maille. L'optimisation de la structure AlInN/GaN par l'ajout d'une couche intermédiaire d'AlN a permis une réelle avancée en terme de mobilité et donc de résistance de couche. L'optimisation des conditions de croissance, déjà bien avancée, reste à approfondir pour parvenir à de meilleures propriétés aussi bien structurales qu'électriques. Par ailleurs, une plus grande maturité de ce nouveau système de matériau permettra de garantir une meilleure homogénéité des couches épitaxiées ainsi qu'une meilleure reproductibilité d'un dépôt à l'autre.

L'impact de l'évolution de la surface sur les propriétés électriques, bien que mal compris, a pu être mis en évidence et une solution proposée. Cette problématique sera à approfondir pour parvenir aux meilleures performances et garantir une bonne fiabilité des transistors.

Cette étude concernant le matériau AlInN a pu être appliquée à la réalisation de composants. Les briques technologiques déjà utilisées pour la filière GaN ont dû être adaptées et optimisées à ce nouveau matériau. L'étude concernant la mise au point de transistors et les performances obtenues sont présentées au chapitre IV.

3.4 Références du chapitre III

- [1] J. Kuzmik. Power electronics on InAlN/(In)GaN: Prospect for a record performance. *IEEE Electron Device Lett.* (2001) **22**: pp. 510-512.
- [2] T. Matsuoka. Calculation of unstable mixing region in wurtzite $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{N}$. *Appl. Phys. Lett.* (1997) **71**: p. 105.
- [3] J.F. Carlin, C. Zellweger. Progresses in III-nitride distributed Bragg reflectors and microcavities using AlInN/GaN materials. *Phys. Stat. Sol. (b)* (2005) **242**: pp. 2326-2344.
- [4] J. Kuzmik. InAlN/(In)GaN high electron mobility transistors: some aspects of the quantum well heterostructure proposal. *Semicond. Sci. Technol.* (2002) **17**: pp. 540-544.
- [5] M. Higashiwaki and T. Matsui. InAlN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors Grown by Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy. *Jpn. J. Appl. Phys.* (2004) **43**: p. L768-L770.
- [6] M-A. di Forte Poisson, N. Sarazin, M. Magis, M.Tordjman, J.Di. Persio, E.Morvan and F. Medjdoub. LP MOCVD growth optimisation of InAlN/GaN heterostructures on sapphire and SiC substrates for HEMT application. In *12th european workshop on metalorganic vapour phase epitaxy, bratislava (slovakia)*. 2007.
- [7] A. Dadgar, F. Schulze, J. Bläsing, A. Diez, A. Krost, M. Neuburger, E. Kohn, I. Daumiller and M. Kunze . High-sheet-charge-carrier-density AlInN/GaN field-effect transistors on Si(111). *Appl. Phys. Lett.* (2004) **85**: pp. 5400-5402.
- [8] A. Dadgar, M. Neuburger, F. Schulze, J. Bläsing, A. Krtschil, I. Daumiller, M. Kunze, K.-M. Günther, H. Witte, A. Diez, E. Kohn, A. Krost. High-current AlInN/GaN field effect transistors. *Phys. Stat. Sol. (a)* (2005) **202**: pp. 832-836.
- [9] M. Kosaki, S. Mochizuki, T. Nakamura, Y. Yukawa, S. Nitta, S. Yamaguchi, H. Amano, and I. Akasaki. Metalorganic Vapor Phase Epitaxial Growth of High-Quality AlInN/AlGaIn Multiple Layers on GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.* (2001) **40**: p. L420-L422.
- [10] J. Kuzmik, A. Kostopoulos, G. Konstantidinis, J.-F. Carlin, A. Georgakilas and D. Pogany. InAlN/GaN HEMTs: A first insight into technological optimization. *IEEE Trans. Electron Devices* (2006) **53**: pp. 422-426.
- [11] J.-F. Carlin and M. Ilegems. High-quality AlInN for high index contrast Bragg mirrors lattice matched to GaN. *Appl. Phys. Lett.* (2003) **83**: pp. 668-670.
- [12] M. Gonschorek, J.-F. Carlin, E. Feltin, M. A. Py, and N. Grandjean . High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* (2006) **89**: .

- [13] H. Hiroki, H. Yokoyama, N. Watanabe, T. Kobayashi. High-quality InAlN/GaN heterostructure grown by metal-organic vapor phase epitaxy. *Superlattices and Microstructures* (2006) **40**: pp. 214-218.
- [14] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra. AlGaIn/AlN/GaN High-Power Microwave HEMT. *IEEE Electron Device Lett.* (2001) **22**: pp. 457-459.

CHAPITRE IV

4. De l'étude matériau aux composants HEMTs : Aspects technologiques et performances

Ce chapitre concerne l'application aux composants des études réalisées précédemment sur les matériaux. Il regroupe d'une part les études réalisées dans le cadre de l'optimisation de la structure HEMT AlGa_N/Ga_N concernant l'ajout d'un « cap » de Ga_N haute température et la passivation in-situ (chapitre II). Ces études sont liées aux différentes briques technologiques telles que les contacts ohmiques, les contacts Schottky ou la passivation et enfin sur les composants eux-mêmes. D'autre part, l'étude sur le système à base d'AlInN a bénéficié d'une étude plus approfondie sur l'optimisation de ces étapes technologiques pour qu'elles soient adaptées aux nouvelles structures épitaxiales et à leur application aux composants HEMTs .

Dans un premier temps, le contrôle des états de surface est étudié plus avant en comparant les résultats obtenus avec et sans « cap » haute température de Ga_N. L'effet du « cap » sur les propriétés des contacts ohmiques et des contacts Schottky est discuté. L'impact de cet effet sur le comportement des transistors est ensuite analysé.

Nous discutons ensuite de l'approche de la passivation in-situ par l'emploi de matériau dont la croissance est réalisée à plus faible température. Quelques modifications des procédés technologiques et des résultats sur des composants sont montrés.

Enfin, dans le troisième paragraphe, l'optimisation des procédés technologiques tels que les contacts ohmiques et les contacts de grille sur le nouveau système de matériau à base d'AlInN (chapitre III) sont présentés. Les performances des composants obtenues sur ce nouveau système de matériau sont présentées et discutées.

4.1 Etude de l'effet du « cap » haute température de Ga_N sur les HEMTs AlGa_N/Ga_N

Dans ce paragraphe, les briques technologiques que représentent les contacts ohmiques et les contacts Schottky de grille sont d'abord analysées. L'effet du « cap » de Ga_N sur leurs propriétés est discuté. Les mesures en courant continu sont utilisées pour déterminer l'effet du « cap » Ga_N sur le comportement des transistors. Enfin, une approche fréquentielle regroupant des mesures en mode pulsé, des mesures petits signaux et grands signaux, permet de trancher sur l'intérêt d'un « cap » pour des applications de puissance aux hyperfréquences.

4.1.1 Etude comparative des contacts ohmiques

Dans cette partie et la suivante, nous analysons d'abord les différents contacts et l'impact du « cap » sur eux. Nous traitons d'abord des contacts ohmiques dont l'analyse se fait à l'aide d'un motif appelé échelle de résistances. Plus couramment on parlera de structure TLM (Transmission Line Method) par analogie au modèle associé de contact ohmique distribué sous la métallisation de contact [1]. Cette méthode consiste à mesurer la résistance entre des plots de contacts ohmiques ayant des espacements variables (figure 4.1 (a)). Les composantes du matériau et du contact peuvent alors être différenciées par l'exploitation de la droite obtenue.

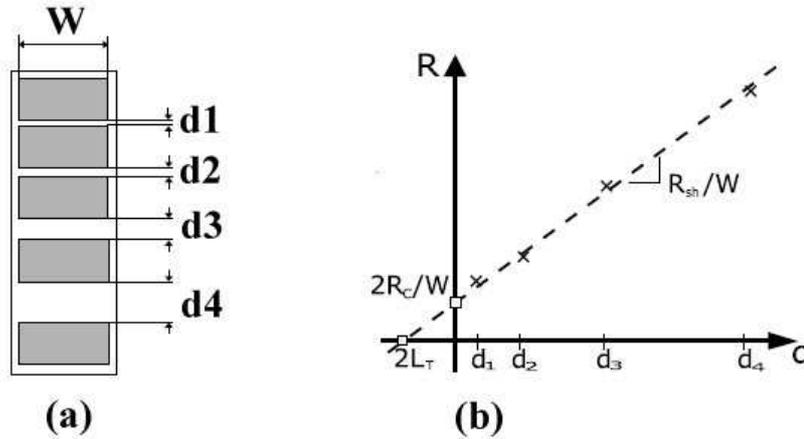


figure 4.1 : Schéma de l'échelle de résistance à espacements entre plôts variables (a) et exemple de droite tracée à partir des mesures de résistances en fonction de la distance entre plots de contact ohmique (b)

L'impact du « cap » sur la qualité des contacts ohmiques a été évalué. Les paramètres analysés sont R_c , la résistance de contact exprimée en ohm.mm, L_T la longueur de transfert couramment donnée en microns et la résistance par carré R_{sheet} donnée en ohms par carré ($\Omega/\text{carré}$). Cette dernière correspond à la résistance de l'ensemble des couches de matériau semi-conducteur. La mesure par TLM consiste donc à réaliser une régression linéaire de mesures de résistance (figure 4.1 (b)). Afin de garantir une bonne précision des résultats, nous avons choisi de ne tenir compte que des résultats dont les coefficients de corrélation de la régression sont strictement supérieurs à 0,9990.

Nous avons tracé des cartographies des données obtenues, dont deux exemples sont présentés sur la figure 4.2. Les valeurs moyennes et les écarts types ont également été calculés. Ces cartographies sont très utiles pour analyser l'uniformité des échantillons. Ainsi, on constate que les écarts à la moyenne sont généralement localisés à proximité du bord du substrat.

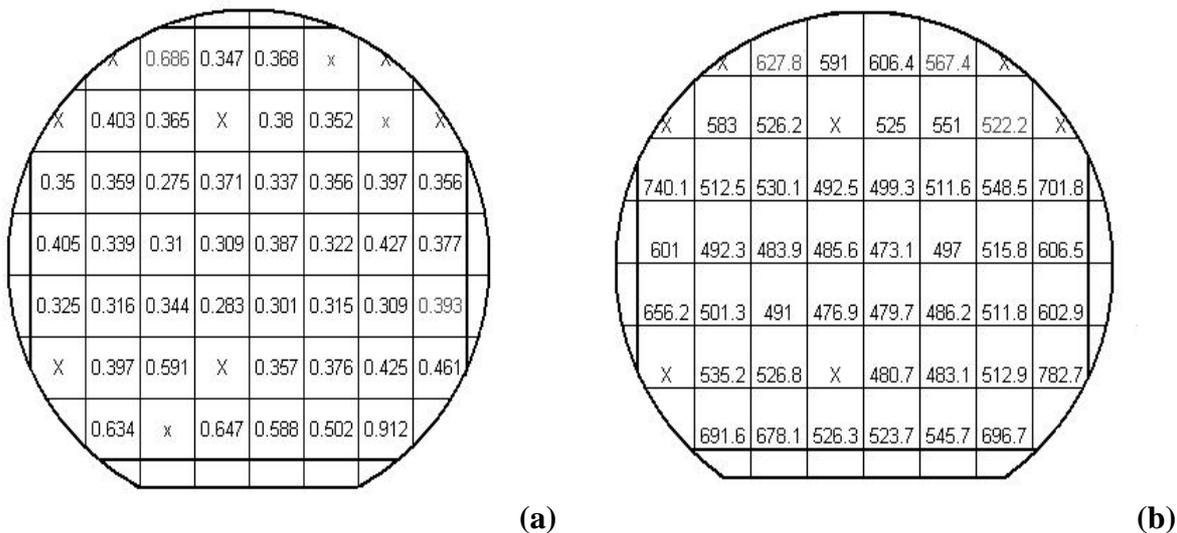


figure 4.2 : Exemple de cartographies des valeurs mesurées par TLM :
 (a) R_c ($\Omega.\text{mm}$) et (b) R_{sheet} ($\Omega/\text{carré}$) de l'échantillon AEC1179

A partir des mesures de TLM, récapitulées dans le tableau 4.1, nous retrouvons l'évolution de la résistance par carré obtenue à l'aide du SonogageTM. Celle-ci augmente lorsque l'épaisseur du « cap » GaN est augmentée, passant d'environ 480 Ω/carré pour une structure standard (aec1228) à des valeurs supérieures à 510 Ω/carré pour les échantillons ayant une couche de GaN de 5 nm (540 Ω/carré dans le cas de l'échantillon aec1178). Les résultats présentés au chapitre II sont retrouvés et s'expliquent par l'augmentation du champ électrique dans la couche d'AlGaIn causée par l'ajout du « cap » de GaN. En effet, l'augmentation du champ électrique dans AlGaIn a pour conséquence de diminuer la densité de porteurs du gaz bidimensionnel en modifiant la position du puits de potentiel par rapport au niveau de Fermi. Il est à noter que l'homogénéité se dégrade parallèlement à cette augmentation de résistance. Les écarts-types passent de 20 Ω/carré à plus de 40 Ω/carré avec le « cap » de 5 nm. En ce qui concerne la qualité du contact ohmique, les meilleurs contacts sont obtenus avec un « cap » de 1,5 nm ou sans « cap » ($R_c = 0,35 \Omega \cdot \text{mm}$). Il est important de noter que les contacts ohmiques obtenus sur la plaque aec1228 ($R_c = 0,8 \Omega \cdot \text{mm}$) ne sont pas très satisfaisants par comparaison à ceux obtenus sur l'échantillon aec1173 ($R_c = 0,3 \Omega \cdot \text{mm}$) et ne sont pas, à notre avis, représentatifs de ce qui doit s'obtenir sur les structures standards. Nous avons cependant continué l'étude sur cet échantillon car il a donné de bons résultats au niveau composant, ainsi que nous le verrons par la suite, mais cet aléa technologique doit être toutefois gardé à l'esprit. Par ailleurs, le « cap » de 5 nm conduit à des résistances de contact supérieures à 2 Ω.mm avec une inhomogénéité importante. En effet, la dispersion des valeurs est bien supérieure dans le cas des couches avec un « cap » de 5 nm. L'écart type sur la mesure de résistance de contact est alors de 0,3 Ω.mm pour une moyenne de 1,9 Ω.mm.

échantillon	aec1228	aec1173	aec1179	aec1246	aec1178
Epaisseur « Cap » (nm)	0	0	1,5	5	5
R_{sheet} (Ω/carré) Sonogage TM	480	459	470	528	564
R_{sheet} (Ω/carré)	477	496	501	510	540
<i>écart type</i>	21	28	20	40	50
R_c (Ω.mm)	0,82	0,34	0,35	1,94	2,6
<i>écart type</i>	0,15	0,034	0,06	0,33	0,8
Lt (μm)	1,73	0,66	0,69	3,9	4,95
<i>écart type</i>	0,3	0,09	0,08	0,55	1,39

tableau 4.1 : Résultats des mesures d'échelle de résistances (TLM) sur 5 plaques « processées » et comparaison aux mesures de résistances par SonogageTM

On voit donc qu'au delà d'une certaine épaisseur, le « cap » de GaN a un effet très néfaste sur la qualité des contacts ohmiques. Il est important de prendre en compte le fait que l'empilement métallique et le recuit sont les mêmes sur les différents échantillons. Une adaptation du procédé technologique serait sans doute nécessaire pour éviter la dégradation du contact. En effet, le fait d'ajouter une couche supplémentaire de GaN semble pénaliser l'un des mécanismes impliqués dans l'obtention d'une bonne ohmicité. Il se pourrait certainement que la couche de GaN joue le rôle de barrière de diffusion. Une épaisseur supplémentaire pourrait être un frein à l'adsorption d'azote en profondeur par le titane de la métallisation. En un sens,

la dégradation observée semble confirmer l'hypothèse d'une consommation de l'azote lors du recuit de formation du contact ohmique. Par conséquent, une optimisation des métallisations utilisées, ainsi que des recuits, serait à envisager pour pallier ces effets indésirables. Augmenter l'épaisseur de titane dans le système multicouche serait pas exemple un moyen d'augmenter la quantité d'azote impliquée dans la formation de TiN. Cependant, comme nous le verrons par la suite, les contacts ohmiques ne semblent pas être la cause des mauvaises performances obtenues avec le « cap » de nitrure de gallium.

4.1.2 Analyse des contacts Schottky

Nous traitons dans ce paragraphe de l'étude des contacts Schottky en fonction de l'épaisseur du « cap » GaN. L'analyse des contacts Schottky de géométrie $200\ \mu\text{m} \times 125\ \mu\text{m}$ a permis de montrer l'effet important que peut avoir le « cap » sur la qualité des grilles. Le tableau 4.2 récapitule les résultats obtenus à partir de mesures en polarisation directe des contacts Schottky pour différentes épaisseurs de « cap ».

échantillon	aec1228	aec1173	aec1179	aec1246	aec1178
Épaisseur « cap » GaN visée (nm)	0	0	1,5	5	5
Gravure de 5 nm préliminaire au dépôt du contact Mo/Au	Non	Oui	Non	Non	Oui
Φ_b (eV)	0,86	0,68	0,70	0,65	0,72
η	1,4	2,5	1,7	3	1,7

tableau 4.2 : Moyennes des hauteurs de barrière et facteurs d'idéalité pour différentes épaisseurs de « cap » GaN

En considérant, pour faciliter la mesure et l'extraction des paramètres étudiés, que la conduction des contacts Schottky suit essentiellement le régime thermoïonique, on constate que la présence du « cap » dégrade la qualité du contact Schottky en modifiant la hauteur de barrière et en augmentant le facteur d'idéalité. La valeur de la hauteur de barrière passe de 0,8 – 1 eV dans le cas d'une structure sans « cap » à 0,65 eV avec le « cap » de 5 nm. L'ajout du « cap » modifie le régime de conduction et celui-ci s'éloigne du type thermoïonique pur. Les meilleures grilles seraient donc obtenues sur des structures HEMT n'ayant pas de « cap ». Sur les structures gravées d'environ 5 nm, on retrouve dans le cas de l'échantillon aec1178 (gravure de $5\ \text{nm} \pm 1\ \text{nm}$) un comportement se rapprochant de la plaque avec un « cap » de 1,5 nm. La courbe de la hauteur de barrière en fonction du facteur d'idéalité ($\Phi_b(\eta)$) (figure 4.3) permet de visualiser ces tendances des propriétés des contacts Schottky lors de l'ajout d'un « cap » GaN.

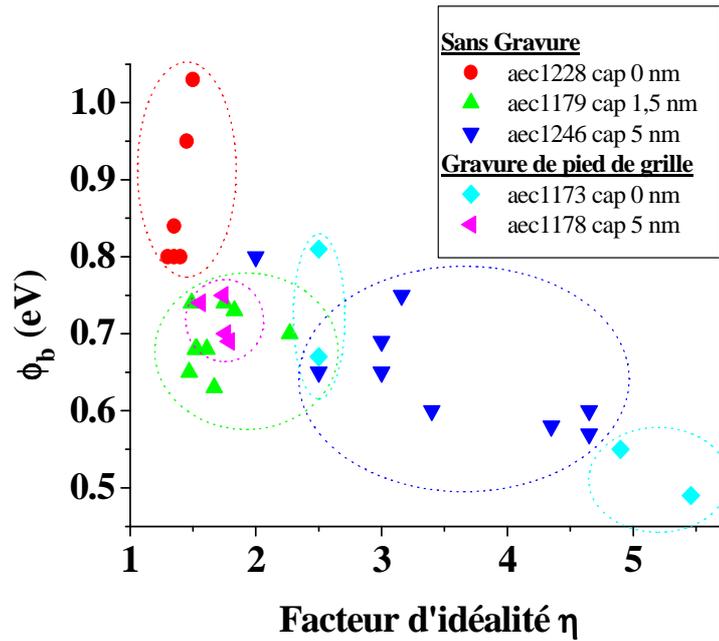


figure 4.3 : Tracé des valeurs de hauteur de barrière mesurées en fonction du facteur d'idéalité sur des contacts de géométrie 200 x 125 μm^2

Théoriquement, et comme évoqué dans la littérature [2][3], la tendance devrait être inverse et une augmentation de la hauteur de barrière devrait être vérifiée. Parallèlement, une baisse des courants mesurés en polarisation inverse devrait être vérifiée. Ainsi sur les simulations de diagramme de bandes énergétiques de structures HEMTs avec « cap » GaN d'épaisseur variable (figure 4.4), un accroissement de la hauteur de barrière effective est bien visible à potentiel de surface constant. Dans ce calcul, la valeur du potentiel de surface est choisie ici égale à 0,5 eV.

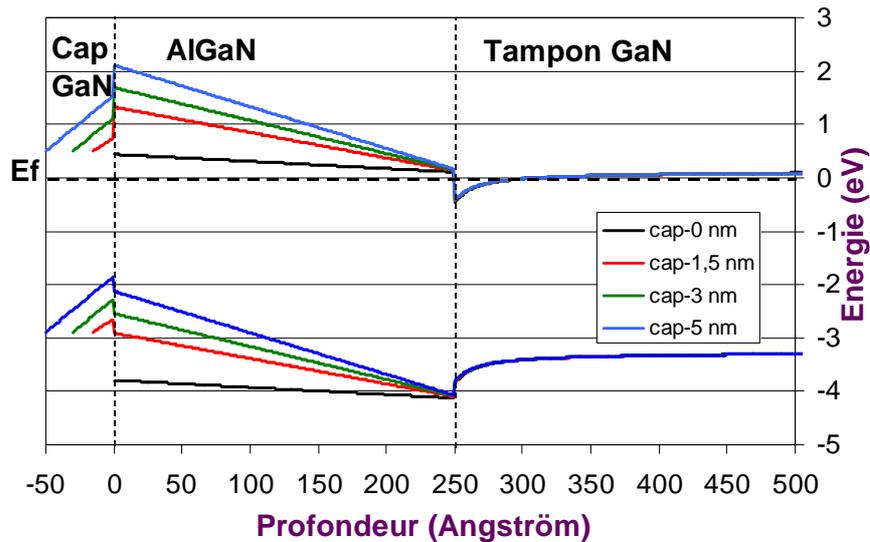


figure 4.4 : Simulation par résolution des équations de Schrödinger et de Poisson du diagramme de bandes énergétiques d'une structure HEMT avec « cap » GaN d'épaisseur variable

Nous attribuons la diminution de la hauteur de barrière Schottky aux propriétés de surface du GaN qui sont encore mal connues en terme de densité d'états et d'ancrage du niveau de Fermi. En effet, la hauteur de barrière Schottky dépend de la position du niveau de Fermi en surface, ce dernier dépendant, de son côté, du niveau d'énergie des pièges de surface. Le fait de mesurer un coefficient d'idéalité largement supérieur à 1 indique que le mécanisme de conduction dominant n'est pas de nature thermoionique et relève fort probablement d'un mécanisme de transport assisté par des défauts électriquement actifs.

Le courant mesuré (tableau 4.3) en polarisation inverse sur les contacts Schottky est plus important dans le cas du « cap » 1,5 nm. Le courant le plus faible est observé sur la couche standard. Ceci est cohérent avec le fait que, sur cet échantillon, sont mesurées les hauteurs de barrières les plus élevées. En revanche, ce qui se produit dans le cas de l'échantillon aec1179 est inattendu car selon les hauteurs de barrière mesurées, le courant mesuré en inverse devrait être de valeur intermédiaire. Il est cependant à noter que les valeurs de courant ne variant que sur une décade, la différence de courant reste faible d'un échantillon à l'autre. Compte tenu des différentes valeurs de hauteur de barrière mesurées ces différences pourraient être beaucoup plus importantes.

échantillon	aec1228	aec1173	aec1179	aec1246	aec1178
Epaisseur « cap » (nm)	0	0	1,5	5	5
Gravure de 5 nm préliminaire au dépôt du contact Mo/Au	non	oui	non	non	oui
I_G inverse (A)	$1,20 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$
I_G à $V_{GS} = -5$ V sur les transistors $2 \times (1 \times 150 \mu\text{m}^2)$ (μA)	150	12000	5700	1700	1200

tableau 4.3 : Courant de grille en polarisation inverse sur les plots de géométrie 200 x 125 μm (moyenne des courants entre - 30 V et - 40 V)

L'origine de l'augmentation du courant de grille en polarisation inverse sur les échantillons avec « cap » est difficile à cerner. Il serait tentant de l'attribuer à une conduction assistée par des pièges dont la densité serait plus grande pour les couches avec « cap ». Cependant la présence d'un plus grand nombre de pièges en présence du « cap » reste inexpliquée.

En conclusion, contrairement aux résultats publiés dans la littérature concernant des « caps » d'épaisseurs 7,5 nm [2][3] et 3 nm [4][5], nous constatons une dégradation des contacts Schottky avec l'ajout du « cap » de GaN. Cette dégradation se manifeste par la baisse de la hauteur de barrière, l'accroissement du facteur d'idéalité et principalement l'augmentation importante des courants en inverse.

4.1.3 Analyse en courant continu des transistors

Dans cette section, les mesures en courant continu des transistors de l'étude sur le « cap » haute température sont présentées et discutées. Les composants de géométrie $2 \times 150 \mu\text{m}$ avec des longueurs de grille de $1 \mu\text{m}$ ont été mesurés avant et après passivation. La figure 4.5 montre une photographie d'un transistor de ce type dont les distances caractéristiques sont récapitulées.

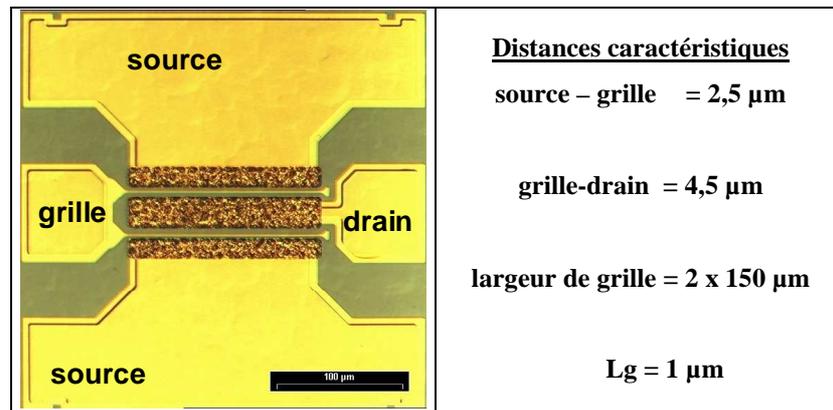


figure 4.5 : : Photographie prise au microscope optique et dimensions caractéristiques d'un transistor de développement de grille de $2 \times 150 \mu\text{m}$

Des cartographies de mesures électriques statiques ont été effectuées sur chacune des structures épitaxiées ayant des épaisseurs de « cap » GaN différentes. Pour chaque paramètre, environ vingt transistors ont été pris en compte. Ceci donne accès à des données statistiques et non à des mesures ponctuelles de composants. Les différents résultats sont présentés par la suite. Les valeurs données correspondent à des moyennes et des écarts types provenant des composants les plus représentatifs de la plaque.

4.1.3.1 Evolution du courant de drain : Idss

A partir des caractéristiques courant-tension $I_D(V_{DS})$ à tension de polarisation de grille nulle ($V_{GS} = 0 \text{ V}$) les valeurs du courant de saturation ont été extraites. Ces mesures ont été effectuées avant et après passivation, permettant ainsi de comparer ses effets en présence ou en l'absence de « cap » GaN. Un exemple de caractéristiques concernant l'échantillon de « cap » GaN d'épaisseur $1,5 \text{ nm}$ est montré sur la figure 4.6.

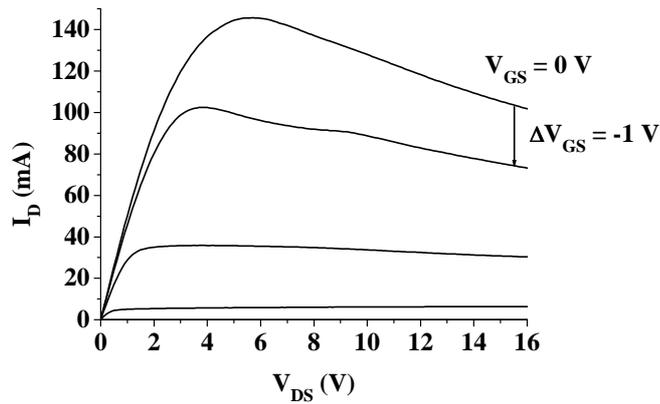


figure 4.6 : Exemple de caractéristique $I_D(V_{DS})$ pour plusieurs polarisations de grille V_{GS} d'un transistor $2 \times 150 \mu\text{m}$ sur l'échantillon aec1179 (« cap » 1,5 nm) avec passivation

Le tableau 4.4 donne le bilan de l'étude statistique réalisée. On constate un courant légèrement plus important dans le cas du « cap » 1,5 nm et une baisse pour un « cap » d'épaisseur supérieure. Ainsi, il semble exister une épaisseur critique de « cap » au delà de laquelle le courant obtenu est fortement dégradé. Pour le « cap » de 5 nm le courant est inférieur à 400 mA/mm tandis qu'il atteint 464 mA/mm avec le « cap » de 1,5 nm. Ces différences sont corrélées avec les valeurs des contacts ohmiques. Ces derniers peuvent en effet jouer un rôle sur la valeur du courant de saturation du transistor en raison de la chute de tension qu'ils induisent à l'entrée du canal. La chute de courant observée avec le « cap » de 5 nm confirme les résultats de la littérature [4][5][6] et les résultats de cette étude montrant une hausse de la résistance de couche et une baisse de la densité de porteurs avec l'ajout du « cap » de GaN. Après passivation la tendance est conservée mais une baisse des écarts-types montre une homogénéisation de la valeur du courant de saturation sur les plaques. Les variations du courant I_{DSS} constatées entre les transistors non passivés et passivés sont d'environ 10 % dans le cas d'une hétérostructure sans « cap » et inférieures à 3 % avec un « cap » GaN.

échantillon		aec1228	aec1179	aec1246
Epaisseur « cap » (nm)		0	1,5	5
avant passivation	I_{DSS} (mA)	126,0	139,3	117,8
	écart type	13	4,6	8,1
	mA/mm	419,8	464,2	392,7
après passivation	I_{DSS} (mA)	138,1	143,5	120
	écart type	11,6	3,8	7,4
	mA/mm	460,5	478,2	400,0
	variation (%)	+ 9,7	+ 3,0	+ 1,9

tableau 4.4 : Courant de saturation pour différentes épaisseurs de « cap » avant et après passivation

La variation de courant étant moins forte en présence du « cap » GaN, il semblerait que le « cap » limite fortement l'effet de la passivation sur l'atténuation des effets des pièges de surface.

4.1.3.2 Evolution de la tension de pincement : V_p

La tension de pincement des transistors peut être déduite des mesures $I_D(V_{GS})$ en prenant la tension pour laquelle le courant est inférieur à 0,2 mA (0,66 mA/mm). Cette valeur de courant correspond à moins de 1 % des valeurs maximales de courant mesurées.

échantillon		aec1228	aec1179	aec1246
Epaisseur « cap » (nm)		0	1,5	5
<i>avant passivation</i>	V_p (V)	-5,0	-5,1	-5,4
	écart type	0,2	0,1	0,2
<i>après passivation</i>	V_p (V)	-5,1	-5,2	-5,7
	écart type	0,2	0,2	0,3
Variation (%)		-3,4	-2,2	-5,0

tableau 4.5 : Tensions de pincement pour les différents échantillons avant et après passivation

Expérimentalement, l'augmentation de l'épaisseur du « cap » GaN provoque l'augmentation légère de la tension de pincement. Ainsi la valeur de V_p passe de -5 V à $-5,4$ V lorsque l'épaisseur du « cap » augmente de 0 à 5 nm (tableau 4.5). L'ajout de la passivation augmente aussi légèrement les tensions de pincement des composants. Ceci est cohérent avec l'augmentation de l'intensité mesurée. En effet, la passivation diminuant les effets de déplétion causés par les pièges de surface, la densité de porteurs devient plus importante et par conséquent la tension à fournir pour vider le canal de porteurs augmente. La légère modification des tensions de pincement peut aussi être attribuée à l'évolution du contact Schottky de grille lors du dépôt de la passivation qui se fait à 340°C .

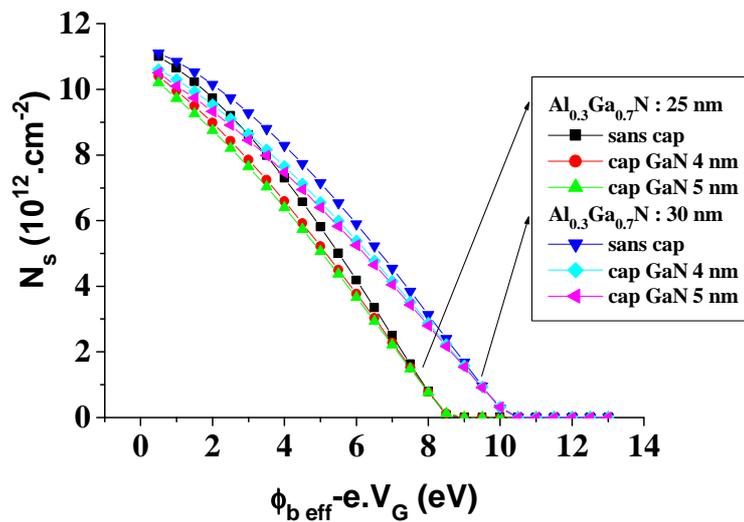


figure 4.7 : Courbes de la densité de porteurs en fonction du potentiel de surface ($x_{\text{Al}} = 30\%$) pour des épaisseurs d'AlGaIn de 25 et 30 nm et des « caps » GaN de 0, 4 et 5 nm

Des simulations par résolution des équations de Schrödinger et de Poisson tendent à montrer que la tension de pincement ne varie pas avec l'épaisseur du « cap » (cas pseudomorphique). La variation du potentiel de surface peut être utilisée pour simuler l'action

de la variation de potentiel d'une grille sur la densité de porteurs du gaz 2D d'électrons dans une structure HEMT. La figure 4.7 montre bien, pour une épaisseur d'AlGaIn fixée, que pour atteindre une densité de porteurs négligeable le potentiel de surface reste le même quelle que soit l'épaisseur du « cap ». En revanche, la tension de pincement est sensible à l'épaisseur d'AlGaIn de la structure HEMT. La simulation montre ici qu'une modification de 5 nm de l'épaisseur d'AlGaIn fait varier la tension de pincement d'environ 2 volts.

4.1.3.3 Evolution de la transconductance maximum : G_{mmax}

Les caractéristiques $I_D(V_{GS})$, qui représentent le courant de drain en fonction de la polarisation de grille à polarisation de drain fixée, qui sont utilisées pour la détermination de la tension de pincement, permettent aussi de calculer la transconductance et d'en déterminer le maximum atteignable. En effet, la transconductance G_m se calcule à partir de la formule suivante :

$$G_m = \left. \frac{dI_d}{dV_{GS}} \right|_{V_{DS}=cte} \quad (4.1)$$

C'est la pente de la caractéristique $I_D(V_{GS})$ à polarisation V_{DS} constante. La transconductance mesure la capacité à contrôler le courant de drain d'un transistor. C'est un bon indicateur de l'aptitude du transistor à amplifier un signal. En effet, l'expression de la fréquence de coupure du gain en courant est directement liée à la transconductance ($F_t = G_m/2\pi C_{gs}$).

échantillon		aec1228	aec1179	aec1246
Epaisseur « cap » (nm)		0	1,5	5
<i>avant passivation</i>	G_{mmax} (mS)	31,2	34,4	26,8
	écart-type	3,1	1,6	2,1
	mS/mm	103,9	114,8	89,5
<i>après passivation</i>	G_{mmax} (mS)	34,2	35,6	26,7
	écart-type	3,3	2,6	1,7
	mS/mm	114,1	118,6	89,1
	Variation (%)	+ 9,8	+ 3,3	- 0,4

tableau 4.6 : Transconductance maximum pour les différents échantillons

Ainsi que le montre le tableau 4.6, un optimum est observé dans le cas de l'échantillon aec1179 correspondant au « cap » de 1,5 nm et dont la transconductance vaut 34,4 mS. Cependant, une dégradation est surtout à remarquer concernant l'échantillon de « cap » 5 nm. Au delà d'une épaisseur supérieure à 1,5 nm les propriétés de contrôle électrique sont donc dégradées. Ici aussi l'évolution de la transconductance extrinsèque ($G_{m,ext}$) peut être corrélée avec les valeurs des contacts ohmiques (R_s) qui la dégradent.

$$G_{m,ext} = \frac{G_{m,int}}{1 + R_s \cdot G_{m,int}} \quad (4.2)$$

Ceci est particulièrement vérifié sur l'échantillon aec1246 sur lequel les contacts ohmiques avaient des résistances plus élevées. La valeur de la transconductance est dans ce cas de 26,8 mS.

L'effet de la passivation apparaît surtout favorable dans le cas de la couche sans « cap ». Avec un « cap », l'effet de la passivation est très faible, voire même négatif, dans le cas du plus épais.

4.1.4 Analyse fréquentielle

4.1.4.1 Mesures pulsées

Un moyen de déterminer la qualité des propriétés électriques d'un composant est de le tester en mesures pulsées à partir de différentes positions initiales de polarisation. Les principaux modes de mesure se rapportent aux effets dits de « gate lag » et de « drain lag » caractéristiques des chutes de courant observées en régime dynamique. Pour cela, deux conditions initiales de tension différentes sont imposées à un composant lors des mesures en régime pulsé. La figure ci-dessous représente les caractéristiques courant tension obtenues pour ces différentes conditions. Le mode sans « stress » a pour point de repos $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 0$ V. La position de « stress » $V_{gs} = -5$ V & $V_{ds} = 0$ V mettra en valeur la présence ou non de dégradations dues au « gate lag ». La position de « stress » $V_{gs} = -5$ V $V_{ds} = +15$ V est un indicateur des chutes de courant ajoutées par le « drain lag ».

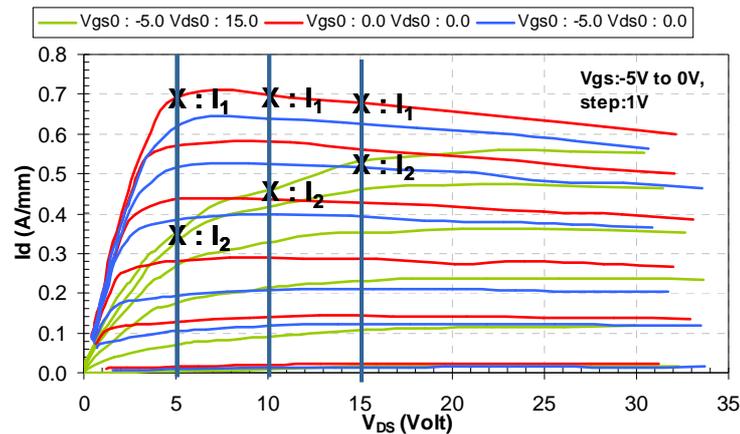


figure 4.8 : Caractéristiques courant-tension obtenues en mode pulsé et méthode d'exploitation des résultats sur l'échantillon ac1228 (sans « cap ») après passivation

Nous avons choisi de comparer les différents échantillons en relevant les chutes de courant causées par les différentes conditions initiales imposées au composant. Ainsi, comme indiqué sur la figure 4.8, les valeurs des courants avec « stress » (I_2) et sans « stress » (I_1) sont prélevées de la caractéristique pour différentes valeurs de la tension de drain V_{DS} . Le rapport de ces valeurs indique donc l'importance des chutes de courant causées par les différentes conditions initiales de mesure. Un rapport I_2/I_1 faible confirmera donc une forte sensibilité du composant au « stress » appliqué. La figure 4.9 récapitule les résultats obtenus à partir des différentes mesures pulsées réalisées. Elle présente les effets des contraintes de type « gate lag » et « drain lag » aux tensions $V_{DS} = 5, 10$ et 15 V pour différentes épaisseurs de « cap » GaN. Dans chacun des cas, l'effet de la passivation est montré.

On constate à partir des mesures réalisées que le courant circulant dans le transistor est plus particulièrement affecté par le « stress » de « drain lag » (figure 4.9 (b)). Les courants obtenus suite à la contrainte en tension sont de l'ordre de la dizaine de pour-cent de la valeur initiale. En ce qui concerne le « gate lag », la dégradation est moins prononcée et le courant mesuré vaut environ 70 % de la valeur mesurée sans « stress ». Les transistors de cette étude apparaissent donc plus sensibles au « drain lag » qu'au « gate lag ».

Par ailleurs, ces mesures montrent bien l'effet positif de la passivation sur la structure standard. En effet, avant passivation les rapports I_2/I_1 sont, à $V_{DS} = 5$ V pour le « gate lag » et « drain lag », respectivement de 70 % et 12 %. Une fois l'échantillon passivé ces rapports augmentent pour atteindre 95 % et 50 % (figure 4.8). Une homogénéisation des valeurs de courant, caractérisée par une baisse de la dispersion, est aussi constatée. En revanche, la présence d'un « cap » de GaN annule, voire inverse, l'effet de la passivation et la valeur de ces rapports reste alors quasiment constante ou diminue après passivation.

Il est à remarquer cependant un léger effet passivant pour le « cap » de GaN. Ceci se caractérise par des rapports I_2/I_1 légèrement supérieurs, en l'absence de SiO_2/SiN , sur les couches possédant un « cap » de GaN de 1,5 nm par rapport à la structure standard. Ces tendances sont aussi observées à $V_{DS} = 10$ V et $V_{DS} = 15$ V.

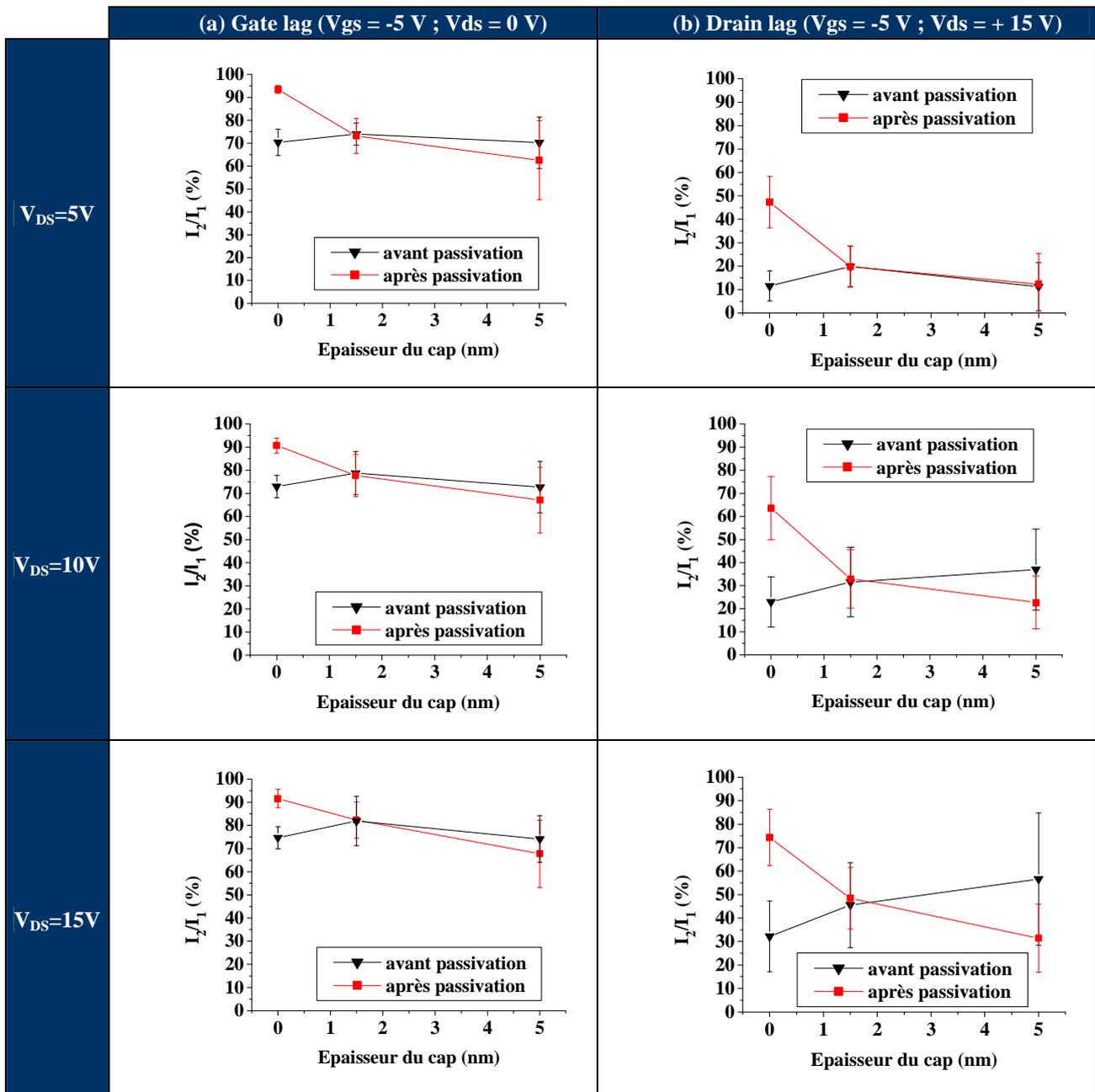


figure 4.9 : Analyse des mesures de type pulsé avant et après passivation à $V_{DS} = 5, 10$ et 15 V en fonction de l'épaisseur du « cap » avec des « stress » de (a) gate lag et (b) drain lag

Nous pensons de ces résultats qu'il est probable que AlGa_N apporte plus de pièges en surface que n'en apporte Ga_N. Ainsi, alors que la passivation peut jouer son rôle lorsqu'elle est en contact avec la couche d'AlGa_N, le fait d'ajouter une couche de Ga_N empêche la couche de passivation d'annihiler les pièges maintenant enterrés à l'interface AlGa_N/Ga_N supérieure et semble figer les propriétés de la structure la rendant moins sensible aux variations des états de surface. Le léger effet passivant de Ga_N n'est, quant à lui, pas aussi favorable que celui de SiO₂ ou de Si₃N₄.

4.1.4.2 Analyses en petits et grands signaux

Les mesures présentées dans ce paragraphe ont toutes été réalisées sur des composants passivés par SiO₂ et Si₃N₄.

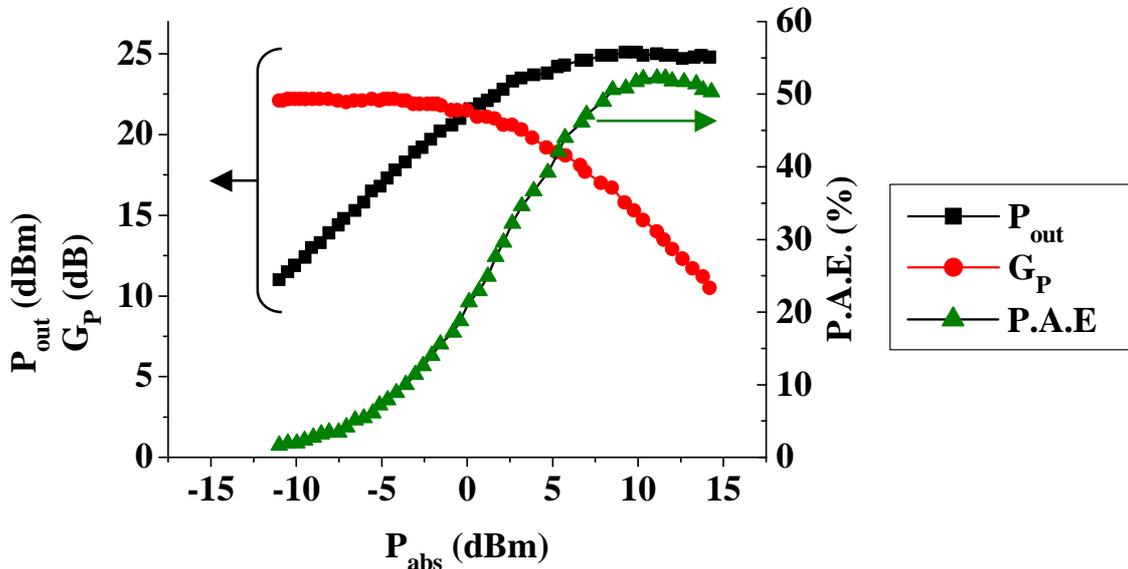
Les mesures opérées en petits signaux sur les différents échantillons ont été utilisées afin de sélectionner les composants à mesurer en puissance et pour déterminer les fréquences caractéristiques des composants étudiés. Le tableau 4.7 récapitule les valeurs obtenues en fonction de l'épaisseur du « cap » sur les échantillons avec passivation.

Echantillon	aec1228	aec1179	aec1246
Epaisseur « cap » (nm)	0	1,5	5
Rs (Ω)	6,6	5,7	10,3
f _T (GHz)	7,5	5,0	4,5
f _{max} (GHz)	24	20	20

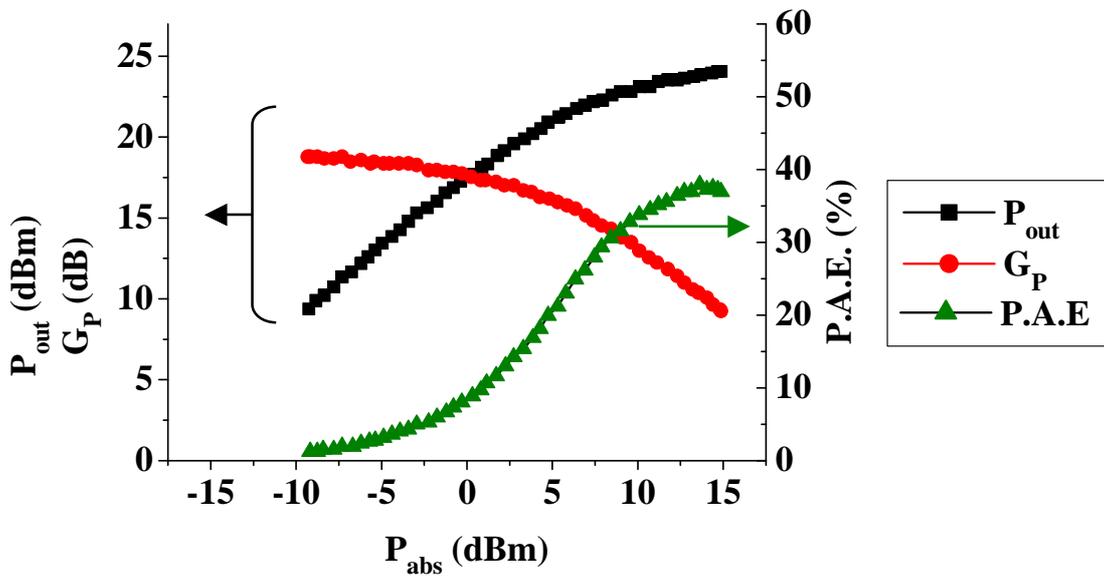
tableau 4.7 : Récapitulatif des valeurs de fréquence de coupure et de fréquence d'oscillation maximum en fonction de l'épaisseur du « cap » Ga_N après passivation SiO₂/Si₃N₄

Les résistances de source ont été extraites des mesures en régime de petit signal. La tendance observée sur les contacts ohmiques est conservée, c'est à dire que pour la plaque aec1228 les résistances d'accès sont légèrement supérieures à celle de l'échantillon aec1179 avec le « cap » de 1,5 nm. Avec le « cap » de 5 nm les résistances d'accès augmentent fortement. Ceci est cohérent avec la forte dégradation des contacts ohmiques combinée à la hausse de la résistance de couche. D'après les mesures, la fréquence de coupure du gain en courant et la fréquence maximum d'oscillation diminuent lorsque l'épaisseur du « cap » augmente. Le cas le plus favorable est obtenu sur la couche standard avec une fréquence de coupure de 7,5 GHz. Cette valeur devient inférieure à 5 GHz dès qu'une couche de nitrure de gallium est ajoutée à la structure HEMT. Au vu des valeurs de résistance de contact, la forte dégradation des performances avec le « cap » de 5 nm est cohérente. Dans les autres cas, l'analyse n'est pas triviale. En effet, les résistances d'accès sont néfastes aux performances en fréquence et leur augmentation implique une diminution des fréquences atteignables. Comme nous l'avons rappelé au chapitre I, les valeurs de fréquence de coupure et de fréquence d'oscillation maximum sont inversement proportionnelles aux résistances d'accès du transistor. De ce fait, la plaque aec1179 devrait avoir les meilleurs résultats mais ça n'est pas le cas. Au vu de ces résultats, les résistances d'accès, tout comme les contacts ohmiques ou la résistance de couche, ne semblent pas être les facteurs limitant la montée en fréquence. Des mécanismes liés à la présence du « cap » Ga_N semblent responsables des dégradations observées.

La figure 4.10 est relative à deux exemples de mesures de puissance effectuées sur un échantillon sans « cap » et avec « cap » d'épaisseur 1,5 nm. La structure standard présente de fait le meilleur résultat de l'étude.



(a)



(b)

figure 4.10 : Mesures de puissance réalisées à 2,15 GHz sur une couche sans « cap » (aec 1228) (a)
 et avec « cap » 1,5 nm (aec1179) (b)
 (impédance optimale de l'ordre de $335 + j 256$ ohms)

Ainsi, comme le montre le tableau 4.8, la puissance de sortie à 3 dB décroît de 820 mW/mm sans « cap » à 230 mW/mm avec un « cap » de 5 nm. Parallèlement, la P.A.E. passe de 40 % à 12 %. Le gain linéaire baisse, quant à lui, de 21 dB à 18,5 dB. L'effet du « cap » de GaN est donc extrêmement néfaste en terme de performances en fréquence.

Echantillon	Aec1228	Aec1179	Aec1246
Epaisseur « cap » (nm)	0	1,5	5
P_s à 3 dB (mW/mm)	820	430	230
P.A.E. à 3 dB (%)	40	21	12
G_{pin} (dB)	21	18,7	18,5

tableau 4.8 : Récapitulatif des résultats obtenus par mesures de puissance à 2,15 GHz en fonction de l'épaisseur du « cap » GaN

Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus à partir des mesures réalisées en statique et en mode pulsé. La vérification par des mesures de puissance était nécessaire car des courants de fuite de grille sont susceptibles d'améliorer le comportement en pulsé sans pour autant améliorer les performances en puissance [7]. Nous avons vu précédemment que seul l'échantillon basé sur la structure standard (aec1228) voyait son comportement en dynamique amélioré par le dépôt de la passivation. De fait, cet échantillon présente en régime statique un courant maximum important et il est donc cohérent que son comportement en puissance soit le meilleur de l'étude. L'échantillon au « cap » intermédiaire (aec1179) est quant à lui pénalisé par son comportement en dynamique. La passivation ne parvient pas à guérir l'effet des pièges de surface en présence du « cap ». Dans le cas de la couche épitaxiée comportant un « cap » de GaN de 5 nm, le comportement en puissance est pénalisé à la fois par un plus faible courant de drain et par un très mauvais comportement en dynamique.

4.1.5 Conclusion

Le rôle du « cap » est déterminant en ce qui concerne les propriétés électriques des composants. Au vu des résultats que nous avons présentés, le « cap » détériore les performances atteignables par ce type de structure. Les briques technologiques telles que les contacts ohmiques et les contacts Schottky apparaissent dégradées par l'ajout d'un « cap » GaN. Cependant, il ne semble pas que leur dégradation soit la cause directe de la détérioration des performances des composants. La modification des structures épitaxiées semble en être la raison. En effet, une fois les structures passivées, la structure standard avec une couche d'AlGaIn comme dernière couche est celle qui offre les meilleures performances en puissance. Après passivation, et bien que le « cap » paraisse avoir un léger effet passivant, les performances des composants réalisés sur une structure avec « cap » sont affectées par rapport à celles obtenues sur une structure standard. La présence du « cap » de GaN stoppe l'effet de la passivation diélectrique et la montée en puissance reste dégradée. Ceci met en valeur une contribution plus importante de AlGaIn en terme de pièges dégradant les performances et un blocage des pièges à l'interface GaN/AlGaIn supérieure causé par le « cap » et rendant la passivation inopérante. Le « cap » aurait la propriété de figer la structure la rendant moins sensible aux fluctuations des états de surface. Les résultats de cette étude tendent donc à prouver que la structure standard sans « cap » est celle qui permettrait, à l'heure actuelle, d'obtenir les meilleures performances de puissance dans le domaine des hyperfréquences. La réduction de la densité de pièges apportés par AlGaIn sera certainement déterminante pour atteindre les meilleures performances. Toutefois, une modification du type de « cap » ajouté pourrait être envisagée afin de trouver un bon passivant ou du moins un matériau favorisant l'action de la passivation. Nous présentons par la suite une étude réalisée sur l'ajout de couches élaborées par MOCVD à basse température dont les propriétés pourraient s'approcher des diélectriques usuellement utilisés pour la passivation. L'utilisation de la passivation in-situ pourrait permettre d'éviter la pollution de surface lors de la mise à l'air de l'échantillon tout en diminuant les dégradations apportées par les pièges en surface de AlGaIn.

4.2 Passivation in-situ : croissance de nitrures à basse température

Les échantillons sélectionnés lors de l'étude matériau concernant la passivation in-situ (chapitre II) ont été utilisés afin d'évaluer la faisabilité de composants sur ce type de structures. Ensuite, les structures épitaxiales ont été optimisées dans l'objectif d'obtenir des composants aux performances supérieures à celles obtenues avec des structures standards. Dans ce paragraphe, nous présentons l'application aux transistors des structures dotées de passivation in-situ. La faisabilité de transistors est d'abord présentée. L'adaptation des quelques procédés technologiques est évoquée. Enfin, des mesures en courant continu et en dynamique sont présentées sur une structure épitaxiale optimisée.

4.2.1 Faisabilité de transistors sur structures épitaxiées avec passivation in-situ

Sur cette première structure HEMT disposant d'une couche supérieure de GaN épitaxiée à basse température (aec1177), le procédé technologique choisi est le même que celui employé dans le cadre de l'étude du « cap » haute température. Le jeu de masque TRT-00 a donc été utilisé pour valider ce type de structures. Un essai de contact ohmique sans gravure a donné de très mauvais résultats. Une gravure RIE-SiCl₄, avant dépôt des contacts ohmiques, a alors été employée pour graver le matériau de passivation in-situ afin d'obtenir l'ohmicité des contacts. L'objectif a été de retrouver les conditions d'une structure standard pour déposer le multicouche métallique formant le contact ohmique. Ce système est le même que précédemment. Il s'agit d'un multicouche titane, aluminium, nickel et or. Après plusieurs essais de gravure RIE, des contacts ohmiques ont été obtenus avec une résistance de contact valant $R_c = 1,0 \Omega \cdot \text{mm}$. Ceci est plus de deux fois supérieur à ce qu'on peut obtenir sur AlGaN mais nous avons considéré ce résultat suffisant pour cette étape de validation.

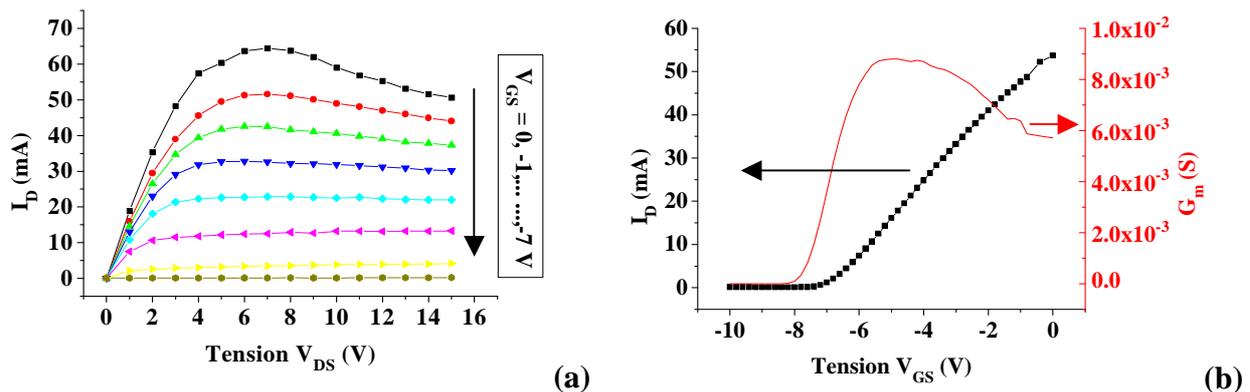


figure 4.11 : Caractéristiques courant-tension $I_D(V_{DS})$ (a) et $I_D(V_{GS})$ à $V_{DS} = +7V$ (b) d'un transistor de longueur de grille $1 \mu\text{m}$ et de largeur $100 \mu\text{m}$ sur l'échantillon aec1177

A l'inverse du contact ohmique, la grille formée d'un bicouche métallique de molybdène et d'or est dans le cas de ce premier échantillon déposée sans gravure préalable. Les hauteurs de barrière mesurées valent environ 0,4 - 0,5 eV et les facteurs d'idéalité sont autour de 3,5. Il semblerait que le GaN épitaxié à basse température dégrade fortement la qualité du contact Schottky. Comme le montre la figure 4.11, un transistor de longueur de grille $1 \mu\text{m}$ et de

largeur 100 μm a permis d'obtenir un courant de 650 mA/mm et une tension de pincement d'environ -7 V . La transconductance maximale obtenue est de 85 mS/mm. La faisabilité de composants a donc été validée sur ce type de structure. Leurs propriétés sont avantageusement comparables à celles trouvées dans la littérature [8] mais des optimisations restent nécessaires en terme de matériau et de procédés technologiques.

4.2.2 Structures HEMTs optimisées pour la conception de transistors

Suite aux optimisations décrites au chapitre II, les échantillons déposés sur saphir ont été utilisés pour optimiser la gravure avant contact ohmique. Ainsi, différentes profondeurs de gravures ont été testées avant dépôt, puis les mesures par TLM ont permis de définir le cas le plus favorable. La gravure au canon ionique a été choisie car elle offre l'avantage d'être réalisée in-situ juste avant le dépôt métallique. Aussi, il a été constaté une modification, voire une destruction, du gaz bidimensionnel d'électrons suite à une gravure RIE à base de SiCl_4 . Dans ce cas, les modifications apportées à la surface sont destructives envers les propriétés de transport électronique du gaz 2D d'électrons. Comme montré dans le tableau 4.9, les meilleures résistances de contact ont été obtenues pour la gravure ionique de durée la plus courte, c'est à dire trois fois 2 minutes avec une énergie de 400 eV. Les mesures par AFM montrent pour ce cas une profondeur de gravure d'environ 50 nm. La duplication de ces essais sur les échantillons épitaxiés sur SiC n'a pas donné les résultats escomptés. Ainsi, sur la structure pré-passivée GaN BT + HT (aec1276) les contacts ne sont pas ohmiques et sur la plaque pré-passivée avec le réseau GaN/AlN (aec1275_A) la résistance de contact vaut en moyenne $R_c = 1\ \Omega.\text{mm}$ pour la gravure de 3 fois 2 minutes avec une énergie de 400 eV. Des composants ont pu être réalisés sur un morceau de cette dernière plaque. La gravure du pied de grille a été réalisée par gravure ionique d'argon en 3 étapes : 400 eV (1'30''), 300 eV (1'30'') et 200 eV (1'30''). Diminuer progressivement l'énergie des ions lors de la gravure permet d'affiner l'érosion de la couche et ainsi d'obtenir des fonds de gravure plus propres.

Gravure ionique Ar/400eV durée	Rc ($\Omega.\text{mm}$)	
	GaN BT/HT aec1253	GaN/AlN BT x3 aec1257
3 x 2 min	0,8	0,3
4 x 2 min	1	1
5 x 2 min	> 1,5	> 1

tableau 4.9 : Valeurs de résistances de contact obtenues pour différentes durées de gravure ionique Ar à 400 eV sur les échantillons aec1253 et aec1257

Les caractéristiques courant-tension d'un transistor de longueur de grille 2 μm et de 100 μm de développement sont présentées sur la figure 4.12. Le courant maximum atteint est de 0,75 A/mm et la transconductance maximale $G_{m,\text{max}}$ vaut 90 mS/mm. Les valeurs de courant sont comparables à celles mesurées sur des plaques standards sur SiC [9]. En raison de la tension de pincement très élevée valant environ -10 V , la valeur de transconductance est beaucoup plus faible que sur les structures standards. La gravure du pied de grille est sans doute insuffisante pour atteindre une tension de pincement V_p proche de -5 V comme sur les structures standards.

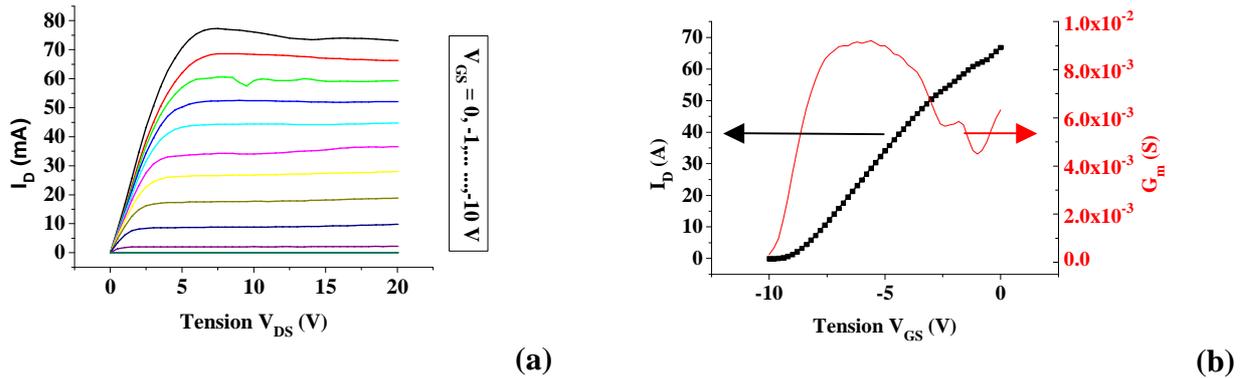


figure 4.12 : Caractéristiques courant-tension (a) $I_D(V_{DS})$ et (b) $I_D(V_{GS})$ à $V_{DS} = +7V$ d'un transistor de longueur de grille $2\ \mu m$ et de largeur $100\ \mu m$ sur la couche épitaxiée aec1275_A

La plus petite longueur de grille obtenue sur cet échantillon est de deux microns. La gravure et le dépôt de grille ont été effectués lors de la même étape de lithographie. La résine, altérée par le bombardement ionique, a rendu le « lift-off » difficile et le rendement du niveau grille a été presque nul. Pour assurer un bon rendement de grille, la gravure doit être faite séparément des dépôts sur les prochains échantillons.

De ce fait, nous avons choisi de graver simultanément la zone de contact ohmique et le pied de grille dans une même étape de lithographie. Les métallisations sont faites ultérieurement avec leurs propres niveaux de lithographie. Ceci permet de minimiser le risque de problèmes lors des étapes de lift-off qui pourraient survenir à la suite d'un durcissement trop important des résines. La gravure choisie a pour objectif de graver environ $40\ nm$ car nous pensons avoir trop gravé les échantillons précédents. Cette profondeur a été validée par mesures AFM. Il s'agit de gravures successives à $400\ eV\ 3'$, $300\ eV\ 3'$ et $200\ eV\ 3'$. La figure 4.13 présente un profil de gravure de l'échantillon aec1275_B qui confirme une profondeur de gravure d'environ $40\ nm$.

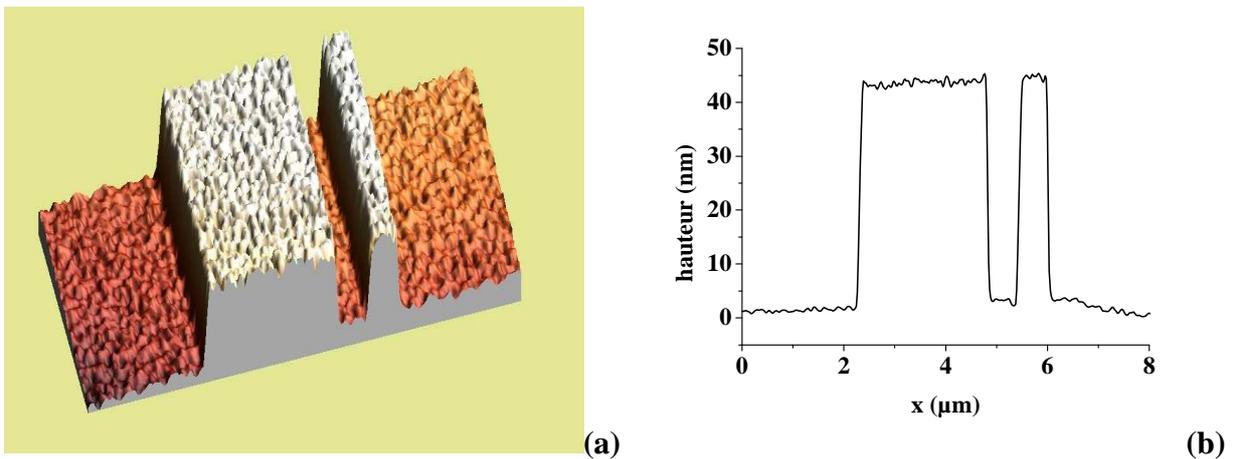


figure 4.13 : (a) Topographie AFM en 3 dimensions et (b) profil moyen associé d'une zone de transistor gravée $400eV\ 3'$, $300\ eV\ 3'$ et $200\ eV\ 3'$ (aec1275_B)

Les contacts ohmiques composés d'un multicouche de Ti/Al/Ni/Au ont été déposés sur cet échantillon. Le recuit de contact ohmique a été le recuit standard de $900^\circ C$ pendant 30 secondes sous atmosphère d'azote. Les mesures d'échelle de résistance montrent une réelle optimisation du contact en obtenant une moyenne de la valeur des résistances de contact de

0,2 Ω .mm. La résistance de couche a pour valeur moyenne 445 Ω /carré. Cette valeur est proche de celle trouvée auparavant par SonogageTM car elle était de 460 Ω /carré.

Cette fois-ci, nous obtenons des grilles avec un excellent rendement et les longueurs de pieds de grille atteignent 0,15 μm . Le fait de graver simultanément les pieds de grille et les contacts ohmiques est donc une bonne orientation. L'exemple de caractéristique de grille en polarisation inverse et directe d'une grille de longueur 0,15 μm présentée à la figure 4.14 (a) atteste d'une évolution favorable sur ce type de structure. La hauteur de barrière mesurée à partir de la courbe de courant en polarisation directe donne une valeur de 1,1 eV pour un facteur d'idéalité de 3,5. Ce dernier montre que le régime de conduction n'est pas purement thermoionique. Le résultat présenté est représentatif des bonnes grilles de l'échantillon. Nous avons constaté une inhomogénéité sur l'échantillon donnant lieu à des contacts Schottky plutôt mauvais et menant à des courants de fuite de grille. La caractéristique de transistor permet de définir un courant de saturation maximum à $V_{GS} = 0$ V d'environ 90 mA (900 mA/mm) et une tension de pincement de $-3,5$ V. La tension de pincement obtenue valide l'optimisation de la profondeur de gravure. La transconductance a été évaluée à 210 mS/mm.

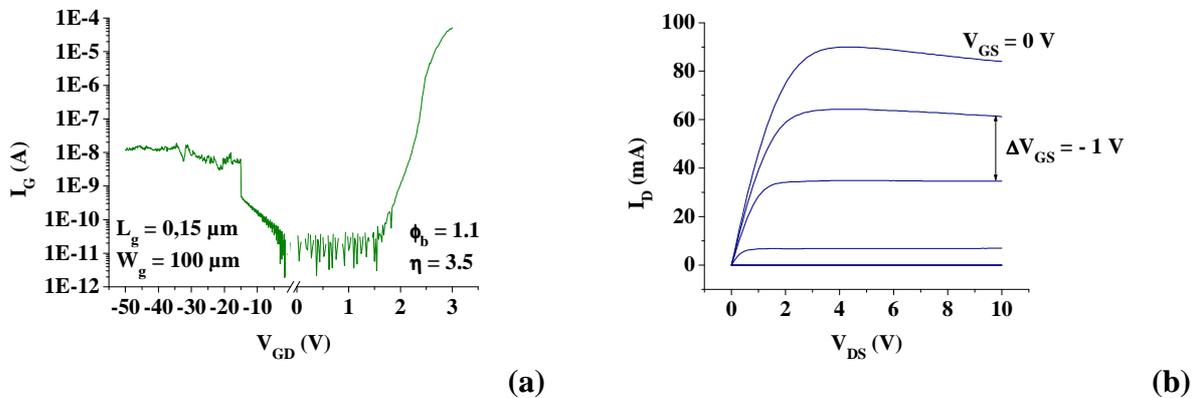


figure 4.14 : Caractéristique courant-tension $I_G(V_{GD})$ (a) d'une grille de longueur 0,15 μm et largeur 100 μm et caractéristique $I_D(V_{DS})$ du transistor sur l'échantillon aec1275_B (b)

D'autres transistors de développement de grille de 2×100 μm avec une longueur de grille de 0,25 μm ont été mesurés en continu, en fréquentiel petits signaux puis en régime pulsé. Le tableau 4.10 récapitule les résultats obtenus à partir des mesure en continu et en régime petits signaux.

Un courant de drain maximum moyen est trouvé autour de 900 mA/mm pour une transconductance de 230 mS/mm. Ces valeurs coïncident avec celles mesurées précédemment. Les valeurs de tension de pincement sont très dispersées et évoluent entre $-3,4$ et -5 V. La fréquence de coupure du gain en courant et la fréquence maximum d'oscillation sont évaluées respectivement à 18 ± 3 GHz et 57 ± 9 GHz.

n° transistor	Ids max Vgs=0v (mA/mm)	G _m (mS/mm)	V _p (V)	Ft (GHz)	Fmax (GHz)
1606	840	281	-3,4	20	70
1106	1000	220	-5	18	53
1607B	785	200	-3,3	11,5	39
1607H	855	300	-3,5	19	58
1601B	905	192	-4,65	19	60
1601H	930	198	-4,63	18,5	60
1101B	1000	210	-4,5	18	60
1606_90°	855	292	-3,45	20	62
1106_90°	990	174	-5	16,5	52
Moyenne	907	230	-4.2	18	57
Ecart-type	79	48	0.7	3	9

tableau 4.10 : Récapitulatif des mesures réalisées en courant continu et petits signaux sur des transistors de développement 2 x 100 µm avec longueur de grille de 0,25 µm sur l'échantillon AEC1275_B

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.15 qui présente deux exemples de mesures de transistors en régime pulsé, l'échantillon aec1275_B est très sensible aux stress de mesures et particulièrement à la condition propre au « gate lag ». En effet, dans les deux cas (a) et (b) de la figure 4.15, les réponses électriques correspondant au « gate lag » et « drain lag » sont presque identiques. Les chutes de courant sont respectivement d'environ - 50 % (cas (a)) et - 90 % (cas (b)) par rapport à la mesure référence réalisée avec la position de repos ($V_{DS} = 0$ V, $V_{GS} = 0$ V). Ces courbes confirment à nouveau l'inhomogénéité importante de l'échantillon.

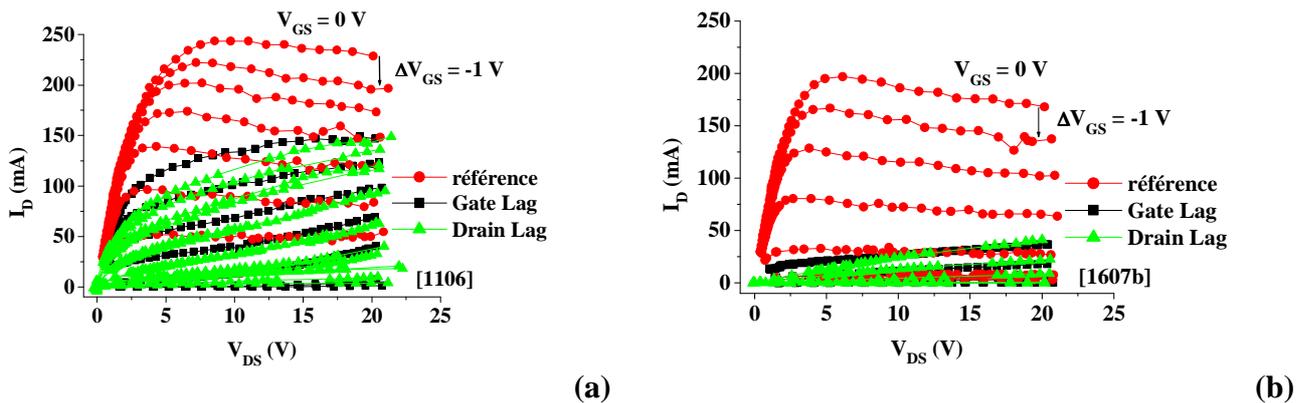


figure 4.15 : Caractéristiques courant-tension en régime pulsé de deux transistors [1106] (a) et [1607] (b) de l'échantillon aec1275B de développement de grille 2 x 100 µm et de longueur 0,25 µm avec comme conditions de stress ($V_{DS} = 0$ V, $V_{GS} = -6$ V) (gate lag) et ($V_{DS} = 15$ V, $V_{GS} = -6$ V) (drain lag)

L'importance du « gate lag » peut se comprendre par les procédés technologiques employés lors de la réalisation des composants. En effet, la gravure utilisée au niveau du pied de grille provoque sans aucun doute une dégradation importante de la surface utilisée pour le contact Schottky. Les défauts créés semblent électriquement actifs et peuvent être à l'origine

des chutes de courant observées. Une autre source de pièges pourrait être liée à la qualité cristalline du matériau déposé à basse température. Ainsi, les défauts présents dans la couche de prépassivation pourraient jouer aussi le rôle de pièges. Toutefois, le fait que les chutes de courant attribuées au « drain lag » soient négligeables par rapport à celles imputées au « gate lag » tendrait à montrer que l'origine des pièges se situe en dessous ou à proximité de la grille. Ce résultat ne coïncide pas avec un résultat de la littérature montrant l'effet bénéfique sur le « gate lag » d'une passivation de structure par une couche de GaN de 20 nm d'épaisseur épitaxiée à basse température (560°C) [8]. La grille est dans ce cas directement déposée sur la couche de passivation in-situ. Des optimisations concernant la gravure du pied de grille sont à étudier et particulièrement l'emploi d'un recuit de reconstruction suite à la gravure. D'autres études « matériau » pourront être réalisées afin d'optimiser l'interface entre la structure HEMT et le matériau passivant.

4.3 Adaptation d'une nouvelle technologie au système de matériau à base d'AlInN

Développer un nouveau système de matériaux implique une adaptation des procédés technologiques à ce système. Lors de cette étude, les différentes étapes menant au transistor ont été étudiées pour obtenir les meilleures performances possibles. Largement inspirés de la technologie liée au GaN, l'isolation, les contacts ohmiques, les contacts Schottky et la passivation sont les points clés qui ont été abordés. Les études les plus importantes concernant les contacts ohmiques et Schottky sont celles présentées dans ce chapitre. L'application de ces briques technologiques au composant HEMT est ensuite évoquée dans deux paragraphes distincts. Nous présentons ensuite les bons résultats obtenus sur les composants et particulièrement un résultat de puissance très prometteur.

4.3.1 Validation de l'isolation par implantation ionique

L'isolation des composants nécessaire à leur bon fonctionnement est sur le système AlGaIn/GaN couramment effectuée par bombardement ionique d'hélium. Nous avons choisi d'utiliser le même type d'isolation sur les HEMTs à base d'AlInN. Le tableau 4.11 montre une cartographie des valeurs de courant mesurées sur les « peignes » d'isolation de l'échantillon aec1369. Les valeurs de courant obtenues valent en moyenne $7,5 \cdot 10^{-9}$ A et valident l'utilisation de l'implantation d'ions hélium pour réaliser l'isolation des composants. En effet, cette valeur est inférieure à celle mesurée en standard dans le cas d'échantillons de type AlGaIn/GaN.

--	--	$1,26 \cdot 10^{-8}$	$7,73 \cdot 10^{-9}$	--	$7,31 \cdot 10^{-9}$	--
--	$7,91 \cdot 10^{-9}$	$7,79 \cdot 10^{-9}$	--	--	$7,43 \cdot 10^{-9}$	$7,23 \cdot 10^{-9}$
$8,62 \cdot 10^{-9}$	$7,70 \cdot 10^{-9}$	$8,58 \cdot 10^{-9}$	$7,87 \cdot 10^{-9}$	--	$7,48 \cdot 10^{-9}$	$7,29 \cdot 10^{-9}$
$7,46 \cdot 10^{-9}$	$7,64 \cdot 10^{-9}$	$7,58 \cdot 10^{-9}$	$7,68 \cdot 10^{-9}$	--	$7,50 \cdot 10^{-9}$	$7,30 \cdot 10^{-9}$
$7,43 \cdot 10^{-9}$	$7,58 \cdot 10^{-9}$	$7,52 \cdot 10^{-9}$	$7,58 \cdot 10^{-9}$	--	$7,44 \cdot 10^{-9}$	$7,27 \cdot 10^{-9}$
--	$7,50 \cdot 10^{-9}$	$7,52 \cdot 10^{-9}$	--	--	$7,39 \cdot 10^{-9}$	--
--	--	$7,46 \cdot 10^{-9}$	$7,51 \cdot 10^{-9}$	--	$7,38 \cdot 10^{-9}$	--

tableau 4.11 Cartographie des valeurs de courant (en A) mesurées sur le peigne d'isolation sur l'échantillon aec1369

Des essais d'isolation par implantation d'argon ont mené aux mêmes résultats avec des valeurs moyennes de courant de $5 \cdot 10^9$ A. Les échantillons aec1423 et aec1366 ont bénéficié de cette nouvelle méthode d'isolation.

Il est à noter que la stabilité en température de ce mode d'isolation n'a pas été vérifiée. Une étude ultérieure sera nécessaire pour en déterminer la fiabilité dans le temps.

4.3.2 Optimisation des contacts ohmiques

Les structures utilisées lors de l'optimisation des contacts ohmiques comprenaient toutes une couche d'AlN intermédiaire. Pour les premiers essais exploratoires, les échantillons et leurs métallisations (Ti/Al/Ni/Au) ont subi des recuits successifs à différentes températures. Ceci a permis de cerner les températures auxquelles les métallisations et/ou l'interface métal/semi-conducteur subissent des modifications influençant les propriétés électriques.

Une étude préliminaire a été effectuée sur des motifs TLM de forme circulaire qui offrent l'avantage de ne pas nécessiter d'étape d'isolation électrique. Les caractéristiques courant-tension ont été mesurées sur un motif d'espacement $24\ \mu\text{m}$ (diamètre d'environ $600\ \mu\text{m}$) après des recuits cumulés de 60 secondes à des températures croissantes depuis 300°C jusqu'à 850°C (figure 4.16). Un comportement ohmique a été constaté dès que la température du recuit dépasse 600°C . Au delà de cette température, les modifications apportées au système de métallisation par le recuit sont favorables à l'obtention de contacts ohmiques. Pour les recuits à températures plus faibles, le contact reste redresseur. Une nette amélioration est obtenue avec les recuits réalisés à 800°C et à température supérieure. Pour obtenir une résistance de contact ohmique suffisamment faible la température de recuit devra donc être supérieure à 800°C .

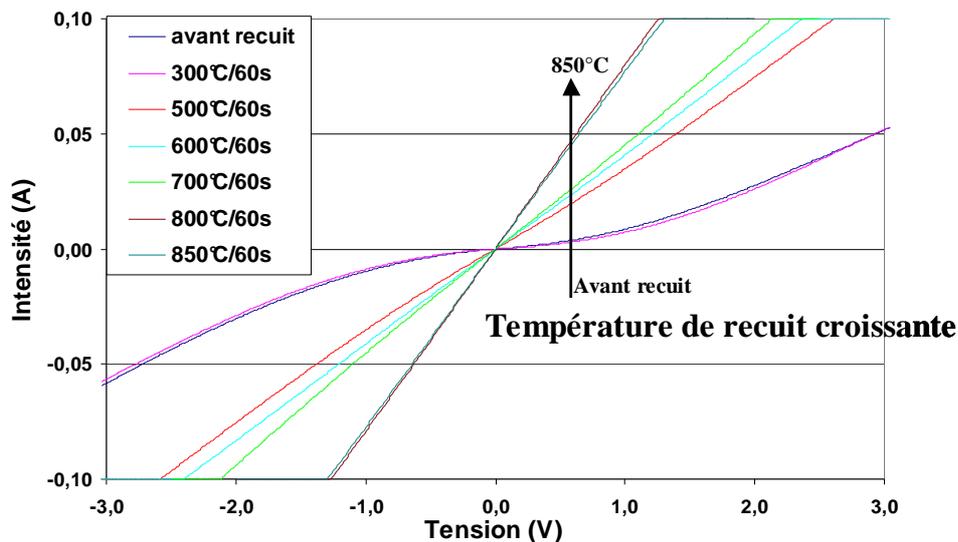


figure 4.16 : Evolution de la caractéristique courant-tension après des recuits de 60 secondes cumulés à températures croissantes de 300°C à 850°C – (AEC1348 TiAlNiAu-A-1)

L'étude a ensuite été approfondie. Les motifs utilisés pour analyser la qualité des contacts ohmiques ont alors été les échelles de résistances (TLM) et les serpentins de contacts ohmiques (figure 4.17) permettant chacun des mesures de résistance effectuées avec 4 pointes ce qui élimine les résistances parasites lors de la prise des contacts.

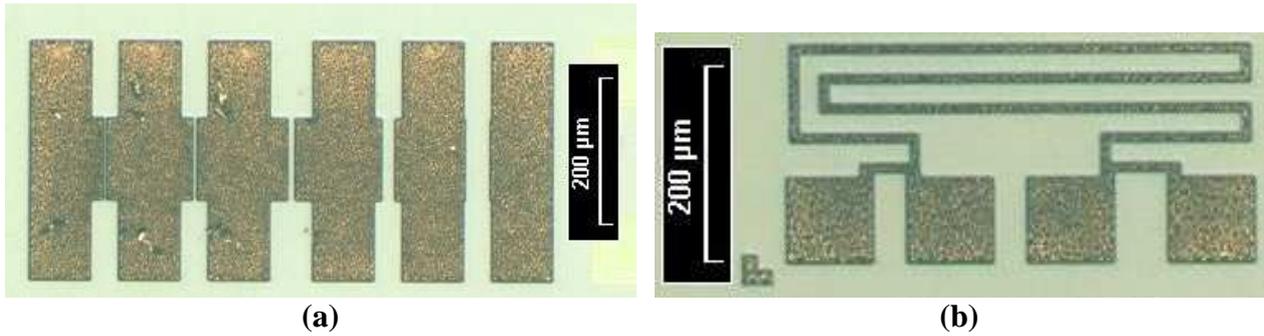


figure 4.17 : Photographie au microscope optique des (a) motifs de TLMs et (b) de serpentins de métallisation de contact ohmique

Les premiers motifs permettent de connaître la qualité du contact ohmique et l'évolution de la résistance du matériau (figure 4.17 (a)). Lors de la régression linéaire de la droite obtenue, le critère de sélection des données a été, comme dans le cadre de l'étude du « cap », de prendre les valeurs correspondant à un coefficient de corrélation supérieur à 0,9990. Les seconds motifs sont utilisés pour suivre l'évolution de la métallisation lors des recuits à haute température par un suivi précis de sa résistivité (figure 4.17 (b)). En effet, les recuits à haute température modifient la métallurgie des contacts en favorisant la diffusion d'espèces et la formation de certains alliages. La résistivité du serpentins est étroitement liée aux transformations subies par les métaux. La mesure de résistance du serpentins permet donc de suivre ces modifications.

4.3.2.1 Premier test de recuit

Sur un premier échantillon (aec1369) la métallisation de contact ohmique est de type Ti/Al/Ni/Au (12/200/40/100 nm) et le recuit a été réalisé à 850°C avec une durée de 60 secondes. La rampe de montée en température était de 20°C/s. L'isolation des composants a été effectuée par implantation ionique d'hélium. Ce type d'isolation a pu être validé sur ce nouveau système de matériau.

--	--	0,65	0,73	--	--	--
--	0,57	0,62	--	--	0,57	--
--	0,55	0,72	0,82	--	0,73	0,69
0,65	0,62	0,65	0,77	--	0,85	0,76
--	0,66	0,70	0,77	--	0,78	0,84
--	0,62	0,70	--	--	0,81	--
--	--	0,67	0,82	--	--	--
Rc	Valeur min	Valeur max	moyenne	nombre	erreur	
	0,55	0,85	0,70	26	0,1	

tableau 4.12 : Cartographie des valeurs de résistance de contact en Ω .mm sur la plaque aec1369 (méplat vers le haut)

La valeur moyenne des résistances de contacts, dont une cartographie est présentée au tableau 4.12, vaut $0,7 \pm 0,1 \Omega \cdot \text{mm}$. Cette valeur est correcte mais nécessite d'être diminuée si on la compare aux valeurs de résistances de contact obtenues sur le système AlGaIn/GaN qui peuvent être inférieures à $0,2 \Omega \cdot \text{mm}$. Ce premier résultat montre cependant que le système Ti/Al/Ni/Au est applicable aux contacts ohmiques sur AlInN. La résistance moyenne du serpentin de métallisation est de $250 \pm 30 \Omega$ après recuit. Aussi, à la suite du recuit de contact ohmique, une augmentation de la résistance de la structure épitaxiale est observée par les mesures TLM. En effet, la valeur moyenne mesurée est de $480 \pm 20 \Omega/\text{carré}$ contre $340 \Omega/\text{carré}$ mesurée par SonogageTM à la sortie du réacteur d'épitaxie MOCVD. La qualité du contact doit être améliorée soit en optimisant la métallisation (choix des métaux et choix des épaisseurs) soit en modifiant les conditions de recuits (températures, durées, vitesses de rampe). Nous avons choisi, dans un premier temps, de conserver le système de métaux utilisé et donc d'optimiser la phase de recuit.

4.3.2.2 Etude de la durée et de la température du recuit de contact ohmique

Nous présentons ici l'étude sur les effets de la température et de la durée du recuit sur la résistance du contact ohmique. Des recuits de 15 secondes ont été cumulés aux températures de 850°C , 875°C et 900°C sur trois morceaux d'une même structure épitaxiée (aec1413). Nous avons ainsi balayé l'intervalle 0 - 60 secondes de durée de recuit avec à chaque une rampe de montée de $20^\circ\text{C}/\text{s}$. Ces expériences sont réalisées sur le même échantillon et de ce fait les effets des variations des propriétés du matériau sur les critères étudiés sont minimisés.

La métallisation est choisie de type standard (Ti/Al/Ni/Au). L'isolation est obtenue par gravure au plasma d'argon (Enceinte Plassys : 8 x 2 min à 400eV). La mesure de topographie réalisée à l'AFM sur l'échantillon indique une profondeur de gravure de 32 nm. Ceci est suffisant pour réaliser une isolation et a été validé par des mesures électriques. L'étude des contacts ohmiques est faite à partir de neuf échelles de résistance (TLM) permettant ainsi une étude statistique de chaque paramètre. La figure 4.18 montre l'évolution de la moyenne des résistances de contact et l'écart type matérialisé par une barre d'erreur. Une diminution de la résistance de contact lorsque la température de recuit augmente peut être constatée. Le cas le plus favorable, en terme d'homogénéité et de valeur de résistance de contact, semble être le recuit à 900°C avec une durée cumulée de 30 secondes. En effet, la résistance de contact moyenne vaut alors $0,7 \Omega \cdot \text{mm}$ avec un écart type de $0,06 \Omega \cdot \text{mm}$.

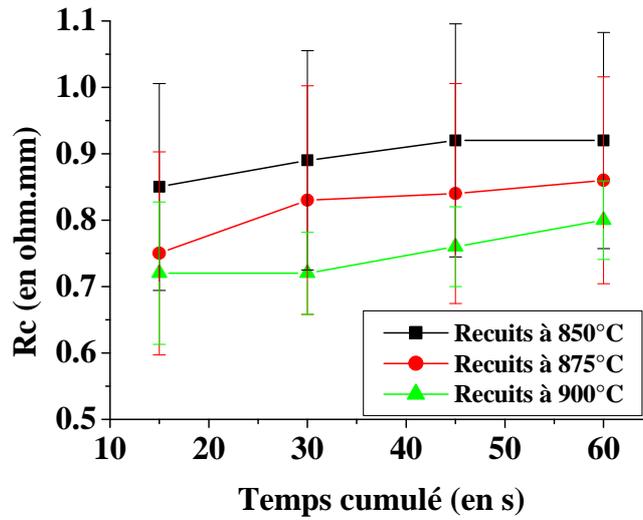


figure 4.18 : Evolution de la résistance de contact à la suite de recuits cumulés de 15 secondes à plusieurs températures (aec1413)

La figure 4.19 montre l'évolution de la résistance du serpent de contact ohmique. Celui-ci est utilisé pour évaluer la qualité de la métallisation et son évolution suite aux différentes étapes des procédés technologiques. Avant recuit, le serpent de métallisation formé par les couches de titane, aluminium, nickel et or, a une résistance d'environ 20 Ω . Dès le premier recuit, cette résistance connaît une grande variation pour atteindre 280 Ω et se stabilise ensuite. Pour les recuits de courte durée, une diminution de la résistance du serpent de contact ohmique est aussi observée lorsque la température de recuit est augmentée de 850°C à 900°C. Cette tendance évolue lorsque la durée cumulée augmente, et aux durées de recuit plus importantes, c'est à la température de recuit de 850°C qu'est obtenue la résistance la plus faible. Cependant, la condition de recuit optimale en terme de résistance de contact, que nous avons définie précédemment, donne lieu dans le cas de la résistance du serpent à un bon compromis en terme de valeur et de dispersion. En effet, la valeur moyenne de la résistance de serpent vaut $180 \pm 15 \Omega$ avec cette condition de recuit.

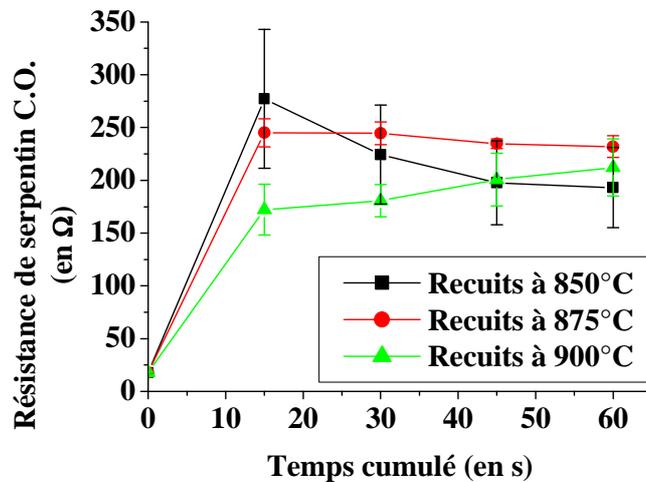


figure 4.19 : Evolution de la résistance du serpent de métallisation de contact ohmique à la suite de recuits cumulés de 15 secondes à plusieurs températures sur la structure aec1413

Un recuit à 900°C, d'une durée de 30 secondes, de la métallisation de type Ti/Al/Ni/Au paraît donner les meilleurs résultats à ce stade de l'étude. Ce recuit de contact ohmique, avec une rampe de montée de 20°C/s, a été appliqué à une structure HEMT destinée à la réalisation de transistors. Sur la plaque aec1423 épitaxiée sur substrat saphir, les mesures par TLM permettent d'établir des cartographies de résistances de contact (tableau 4.13) et de résistances de couche (tableau 4.14). Malgré de légères déviations constatées sur la couronne de bord de plaque, les cartographies présentées ci-dessous donnent une bonne illustration de l'homogénéité atteinte sur une plaque de deux pouces.

--	--	0,35	--	--	--	--
--	0,45	0,42	--	--	0,38	--
0,35	0,44	0,46	0,63	--	0,48	0,35
0,32	0,44	0,54	0,64	--	0,42	0,43
0,29	0,39	0,58	0,56	--	0,53	--
--	0,33	0,43	--	--	0,44	--
--	--	0,39	0,35	--	--	--

tableau 4.13 : Cartographies des valeurs de résistance de contact R_c (Ω .mm) de la plaque aec1423 (méplat en haut)

La moyenne des résistances de contact est trouvée égale à $0,45 \pm 0,1 \Omega$.mm tandis que la résistance de couche moyenne vaut $405 \pm 20 \Omega$ /carré. Ceci est meilleur que lors de l'optimisation précédente et peut être attribué à une épaisseur de couche épitaxiée AlInN plus faible. L'augmentation de la résistance de couche est cette fois seulement de 60Ω /carré par rapport à la valeur déterminée par SonogageTM juste après épitaxie qui était de 345Ω /carré. La résistance du serpentín de contact ohmique est égale à $165 \pm 10 \Omega$.

--	--	434	--	--	--	--
--	390	389	--	--	396	--
431	384	390	391	--	394	389
442	391	391	386	--	420	402
439	406	386	398	--	395	--
--	424	399	--	--	400	--
--	--	441	433	--	--	--

tableau 4.14 : Cartographie des valeurs de résistance de couche (Ω /carré) sur la plaque aec1423 après recuit de contact ohmique (méplat en haut)

Les contacts obtenus sont meilleurs que précédemment mais la rampe de montée en température peut encore être affinée pour obtenir de meilleurs résultats.

4.3.2.3 Etude de la rampe de montée en température

Sur la base des résultats précédents, nous avons exploré la montée en température des recuits pour définir les conditions optimales. L'échantillon aec1422 utilisé pour cette étude a été découpé en quatre quarts afin d'effectuer ces essais sur la même épitaxie. Ceci permet de limiter les fluctuations liées au matériau. La figure 4.20 présente les valeurs de résistances de contact obtenues pour différentes rampes de montée en température ainsi que les résistances de couche du matériau. Il s'agit, comme dans le cas précédent, de statistiques effectuées sur neuf mesures d'échelles de résistances. Le recuit est effectué à 900°C pendant 30 secondes en faisant varier la vitesse de montée en température de 5°C/s à 40°C/s.

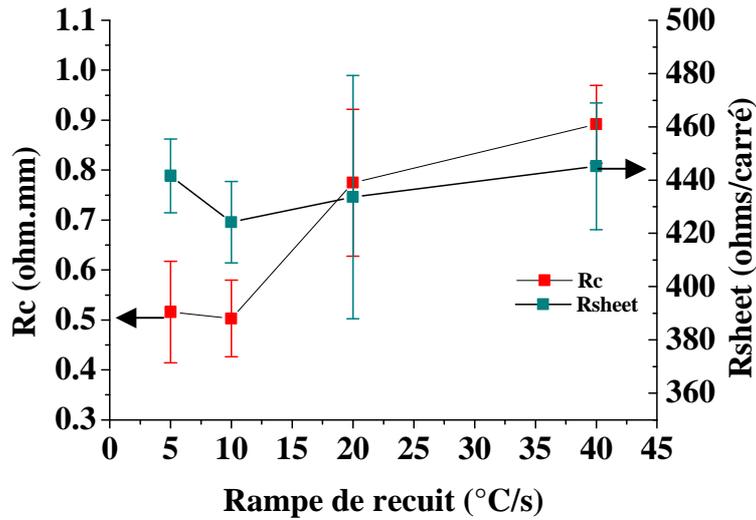


figure 4.20 : Evolution de la résistance de contacts et de la résistance par carré du matériau en fonction de la rampe de recuit (aec1422)

D'après ces mesures, on distingue une nette amélioration pour les montées lentes en température ($\leq 10^{\circ}\text{C/s}$). Pour une rampe de 10°C/s , une résistance de contact de $0,5 \pm 0,1 \Omega \cdot \text{mm}$ et une résistance de couche de $425 \pm 15 \Omega/\text{carré}$ ont été atteintes. La résistance du serpent de métallisation vaut $170 \pm 5 \Omega$. Il s'agit à la fois d'une des valeurs les plus faibles obtenues et de la meilleure homogénéité caractérisée par une faible dispersion ($< 3\%$).

4.3.2.4 Validation du recuit de contact ohmique

Les conditions de recuit déterminées précédemment (recuit à $900^{\circ}\text{C}/30\text{s}$ avec une rampe de 10°C/s) ont été employées sur une structure $\text{AlInN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ déposée sur substrat SiC . La métallisation est un multicouche de $\text{Ti}/\text{Al}/\text{Ni}/\text{Au}$ déposé par évaporation électronique.

--	--	0,31	0,34	0,34	0,39	--	0,40	0,36	0,34	0,33	--	--
--	--	0,31	0,38	0,42	0,47	--	0,48	0,44	0,41	0,36	--	--
0,32	0,35	0,40	0,45	0,48	0,56	--	0,55	0,49	0,46	0,42	0,36	0,30
0,33	0,39	0,44	0,50	0,54	0,63	--	0,64	0,56	0,49	0,46	0,42	0,35
0,38	0,44	0,48	0,57	0,62	0,67	--	0,72	0,64	0,56	0,48	0,45	0,39
0,38	0,44	0,55	0,59	0,64	0,67	--	0,67	0,66	0,60	0,53	0,45	0,41
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--
0,43	0,50	0,58	0,62	0,64	0,66	--	0,64	0,59	0,55	0,47	0,40	0,35
0,37	0,43	0,51	0,56	0,58	0,63	--	0,59	0,52	0,45	0,41	0,37	0,31
--	0,42	0,44	0,51	0,56	0,59	--	0,47	0,44	0,40	0,37	0,31	0,28
0,24	0,30	0,36	0,39	0,43	0,47	--	0,37	0,35	0,32	0,28	0,25	0,21
--	--	0,28	0,30	0,33	0,37	--	0,32	0,28	0,27	0,24	--	--
--	--	--	0,22	0,25	0,25	--	0,26	0,27	0,25	--	--	--

tableau 4.15 : Cartographies des valeurs de R_c ($\Omega \cdot \text{mm}$) sur la plaque aec1366 après un recuit de 30 secondes à 900°C avec une rampe de 10°C/s (méplat à gauche)

La cartographie des résistances de contact (tableau 4.15) réalisée sur cette plaque confirme l'étude précédente. En effet, la moyenne des résistances de contact vaut $R_c = 0,4 \pm 0,1 \Omega \cdot \text{mm}$ avec une résistance de serpentin de $160 \pm 15 \Omega$. Ce résultat est excellent en soi. Il se compare avec succès aux résultats publiés dans la littérature ($R_c = 0,43 \Omega \cdot \text{mm}$) menant à de bonnes performances de composant [10]. Des résistances de contact proches de $0,2 \Omega \cdot \text{mm}$ sont même obtenues localement. Ceci est très encourageant pour la suite de l'étude de ce système à base d'AlInN car cela prouve la faisabilité de très bons contacts semblables à ceux déjà obtenus sur AlGaIn/GaN. Toutefois, un accroissement de la résistance de la couche épitaxiée est encore observé : nous mesurons en effet $430 \pm 20 \Omega/\text{carré}$ après recuit contre $320 \Omega/\text{carré}$ mesuré par SonogageTM juste après épitaxie.

De même, ce recuit de contacts ohmiques a été appliqué à l'échantillon aec1434 doté d'un « cap » GaN d'environ 3,5 nm d'épaisseur. Comme le montre la cartographie des résistances de contact présentée au tableau 4.16, nous obtenons une fois encore une bonne homogénéité des valeurs. Ainsi, la valeur moyenne est trouvée égale à $0,5 \pm 0,1 \Omega \cdot \text{mm}$. Cette valeur un peu plus forte que précédemment peut être attribuée à l'effet du « cap » sur l'accès au gaz bidimensionnel d'électrons. Tout comme nous l'avons vu dans le cas des structures AlGaIn/GaN le « cap » modifie les phénomènes de diffusion contribuant à l'obtention de bons contacts ohmiques.

L'ajout du « cap » a été envisagé pour limiter les effets négatifs du recuit sur la résistance par carré de la couche épitaxiée. Le résultat attendu n'a pas été obtenu, et il semblerait que la résistance de la couche épitaxiée varie même davantage. En effet, la moyenne mesurée est de $740 \pm 35 \Omega/\text{carré}$. Les mesures par SonogageTM juste après épitaxie ont donné une valeur moyenne de $470 \Omega/\text{carré}$. La résistance de couche connaît donc une variation de + 60 % suite au recuit à 900°C .

--	--	0.53	0.35	0.41	0.45	--	0.43	0.39	0.37	0.01	--	--
--	--	0.42	0.48	0.55	0.55	--	0.58	0.59	0.54	0.43	--	--
0.30	0.41	0.47	0.50	0.50	0.54	--	0.57	0.60	0.56	0.57	0.32	--
0.43	0.48	0.48	0.50	0.53	0.55	--	0.57	0.58	0.58	0.61	0.72	0.42
0.43	0.46	0.48	0.50	0.51	0.56	--	0.54	--	0.56	0.58	0.57	0.42
0.44	0.48	0.48	0.49	0.51	--	--	0.57	0.57	1.04	0.58	0.56	0.49
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--
0.49	0.49	0.47	0.49	0.51	0.50	--	0.54	0.58	0.60	0.63	0.62	0.57
0.45	0.51	0.51	0.49	0.47	0.47	--	0.55	0.60	0.62	0.61	0.61	0.67
--	0.47	0.48	0.50	0.48	0.51	--	0.58	0.57	0.60	0.61	0.59	0.50
0.35	0.44	0.51	0.51	0.48	0.45	--	0.58	0.59	0.59	0.61	0.57	0.43
--	--	0.49	0.53	0.54	0.51	--	0.67	0.57	0.57	0.60	--	--
--	--	--	0.55	0.55	0.56	--	0.56	0.61	0.53	--	--	--

tableau 4.16 : Cartographies des valeurs de R_c (ohm.mm) sur la plaque aec1434 après un recuit de $900^\circ\text{C}/30\text{s}$ avec une rampe de $10^\circ\text{C}/\text{s}$ (méplat à gauche)

Suite à cette tentative le « cap » de GaN ne semble pas adapté à la limitation des effets du recuit sur les modifications des propriétés de transport de la structure à base d'AlInN. L'application au composant permettra de déterminer l'intérêt du « cap » de GaN sur les HEMTs à base d'AlInN.

4.3.2.5 Conclusion

L'optimisation des contacts ohmiques a été effectuée et nous avons obtenu des valeurs de résistances de contact reproductibles. Nous avons vu lors de cette étude que les résistances de contact pouvaient descendre jusqu'à la valeur de $0,2 \Omega \cdot \text{mm}$. Une étude encore plus approfondie sur un matériau qui aura gagné en maturité permettra d'atteindre les valeurs déjà obtenues avec le système AlGaIn/GaN. Pour ce faire, il est envisagé de faire évoluer la métallisation de contact ohmique en modifiant par exemple les épaisseurs de chacun des métaux ou même leur nature. Nous avons vu que la métallurgie réagissait différemment selon les températures et l'optimisation de la montée thermique pourra être entreprise afin de favoriser la formation de certains alliages. Des analyses physiques, telles que la spectroscopie Auger, seront nécessaires à la compréhension des mécanismes de formation du contact ohmique sur AlInN.

4.3.3 Optimisation des contacts Schottky de grille

Les contacts de grille sont un point clef des composants. En effet, ceux-ci doivent permettre un contrôle efficace du courant de drain tout en ayant des courants de fuite faibles. Nous présentons ici l'étude qui a permis d'en optimiser les propriétés afin de favoriser les performances de nos composants. Différents systèmes de métallisation ont été étudiés. Ainsi, des « bicouches » Ni/Au, Mo/Au et Pt/Au ont été testés. Par ailleurs, différents traitements, thermiques ou à base de gravure, ont été étudiés. L'impact des traitements et des différentes métallisations sur la qualité des contacts Schottky a été vérifié. Les résultats de cette étude sont présentés dans ce paragraphe.

4.3.3.1 Premier essai sur la structure épitaxiée aec1369

Les premiers essais ont été réalisés sur deux moitiés d'un même échantillon de 2 pouces de diamètre (aec1369). Sur l'une des moitiés, les grilles sont constituées d'un bicouche métallique de nickel et d'or (Ni/Au) (aec1369_A) tandis que sur l'autre il s'agit d'un bicouche platine et or (Pt/Au) (aec1369_B). L'unique prétraitement effectué avant dépôt par évaporation électronique est une désoxydation dans une solution (HCl : H₂O) en proportion volumique (1:1).

Grilles Ni/Au						Grilles Pt/Au				
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	
Φ_b	η	--	0,48	3,8	--	--	0,53	3,7	0,60	3,4
		--	0,48	3,9	--	--	0,49	4,2	0,54	4,6
--	--	--	0,46	4,3	0,42	5,3	0,46	4,6	0,52	4,7
--	0,49	3,7	0,47	4,4	0,43	4,7	0,37	5,8	0,55	4,2
--	0,50	2,9	0,48	3,8	--	--	0,52	4,3	--	--
--	--	--	0,53	3,1	0,48	3,5	--	--	--	--

tableau 4.17 : Cartographies des valeurs de hauteur de barrière (eV) et facteur d'idéalité (grisé) des contacts de grille 1 x 100 μm² Ni/Au (a) et Pt/Au (b) sur une structure AlInN/AlN/GaN (aec1369)

La moyenne des hauteurs de barrière présentées dans le tableau 4.17 est égale à 0,48 eV et 0,51 eV pour les grilles Ni/Au et Pt/Au respectivement. Les facteurs d'idéalité correspondants valent respectivement 3,9 et 4,4. Ces valeurs de hauteurs de barrière sont plutôt faibles par rapport à celles visées (basées sur les résultats de AlGa_{0,3}N, autour de 0,8 - 0,9 eV). En revanche, on retrouve bien une petite augmentation lors de l'utilisation du platine. Ceci est tout à fait cohérent car le platine a un travail de sortie plus élevé ($\phi_m = 5,65$ eV) que celui du nickel ($\phi_m = 5,15$ eV). Les facteurs d'idéalité sont élevés et montrent que le régime de conduction n'est pas dominé par l'effet thermoionique.

La figure 4.21 présentant les caractéristiques des grilles en polarisation inverse et directe illustre bien les différences obtenues sur les caractéristiques de contact Schottky. La hausse de hauteur de barrière mesurée pour les grilles en Pt/Au se caractérise par une baisse de courant en inverse. En polarisation directe, les caractéristiques présentent un courant inférieur et coupent l'ordonnée à des valeurs plus faibles. Globalement, l'homogénéité des paramètres étudiés n'est pas satisfaisante. Aussi bien en polarisation inverse qu'en directe, les courbes sont très dispersées.

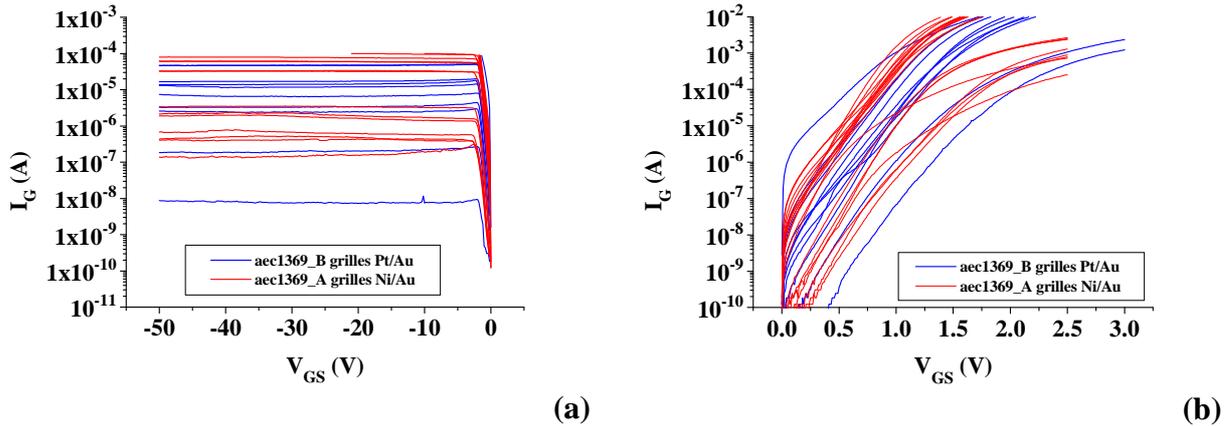


figure 4.21 : Comparaison des caractéristiques courant-tension en inverse (a) et en direct (b) des grilles $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ Ni/Au et Pt/Au avant passivation sur une structure AlInN/AlN/GaN (aec1369)

Malgré les bonnes propriétés des contacts à base de platine nous n'avons pas poursuivi l'étude avec ce métal car il est connu pour poser des problèmes d'adhérence. Nous lui avons préféré des contacts de grille à base de molybdène ou de nickel garantissant une bonne adhérence même avec des grilles de longueur $0,25 \mu\text{m}$.

4.3.3.2 Optimisation des contacts Schottky par traitement de surface

Le comportement des contacts Schottky est particulièrement sensible aux préparations de surface. Ainsi, nous avons étudié l'effet d'un plasma d'argon réalisé avant les dépôts métalliques.

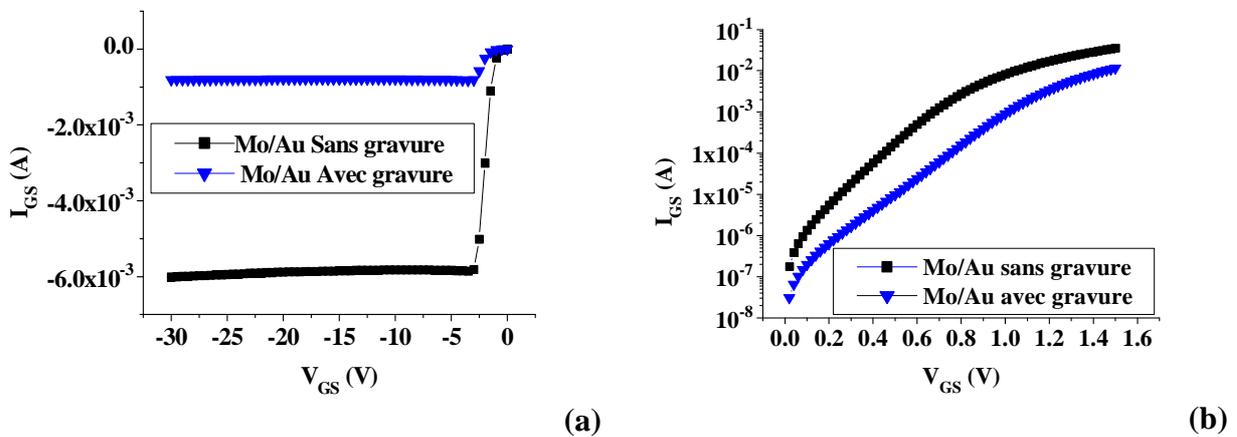


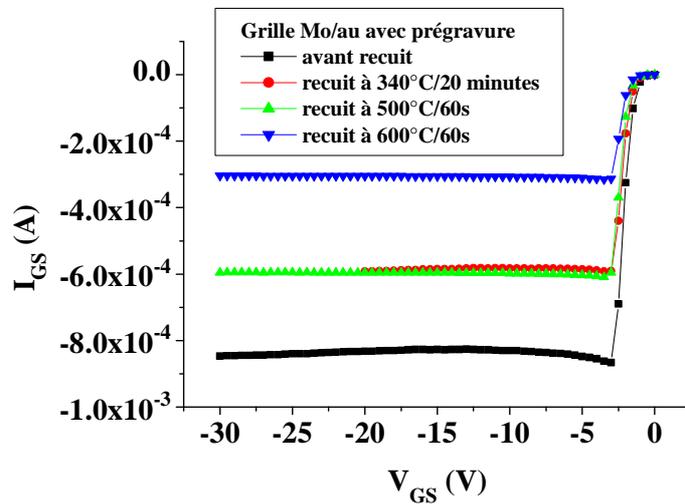
figure 4.22 : Comparaison des caractéristiques courant-tension en inverse (a) et en direct (b) d'un contact Schottky Mo/Au de géométrie $200 \times 125 \mu\text{m}^2$ sur une structure AlInN/AlN/GaN (aec1422)

L'effet d'un prétraitement par plasma d'argon sur une même couche épitaxiée, avant le dépôt des contacts Schottky, est bénéfique à la qualité de ces contacts. En effet, le courant en inverse est fortement diminué (figure 4.22 (a)). Le courant mesuré sur un motif de géométrie rectangulaire de $200 \mu\text{m}$ par $125 \mu\text{m}$ passe, avec une gravure, de -6.10^{-3} A, à environ -1.10^{-3} A. En polarisation directe, un abaissement de la caractéristique courant-tension est visible. Ceci s'accompagne d'une élévation de la hauteur de barrière cohérente avec la baisse de courant en polarisation inverse. Ainsi, la hauteur de barrière vaut environ 0,5 eV sans traitement de surface préliminaire tandis qu'elle vaut 0,6 eV avec traitement de surface. Le

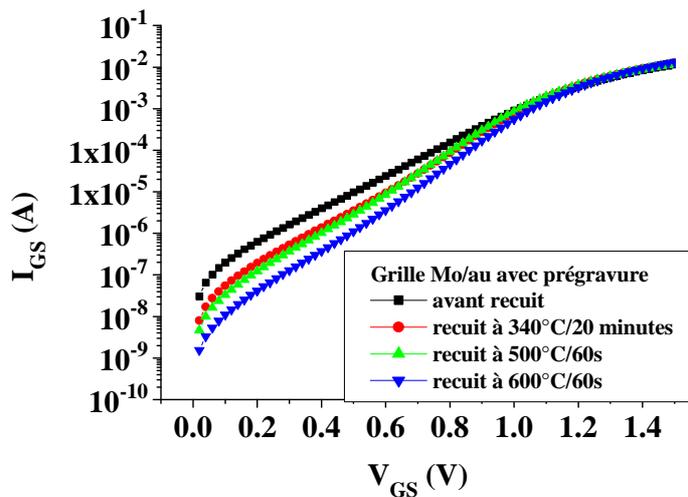
facteur d'idéalité se dégrade légèrement passant de 3,2 à 3,9. Enfin, il faut noter qu'à l'exception des valeurs de hauteurs de barrière plus élevées, les paramètres observés pour le système Ni/Au suivent les mêmes tendances que pour le système Mo/Au. L'utilisation du plasma d'argon avant dépôt est donc un traitement efficace pour améliorer la qualité des contacts Schottky.

4.3.3.3 Optimisation des contacts Schottky par traitement thermique

Comme les traitements par plasma entraînent des dégradations de surface, des recuits de reconstruction ont été essayés afin de diminuer les courants excessifs néfastes aux bonnes performances de grille. Ce type de recuit utilisé pour reconstruire la surface après les dégradations causées par des plasmas a déjà été utilisé dans la technologie AlGaIn et semble améliorer les propriétés des contacts [11]. L'effet positif des recuits a donc été vérifié en l'absence et avec gravure préalable au dépôt de contact Schottky sur des structures à base d'AlInN.



(a)



(b)

figure 4.23 : Evolution des caractéristiques courant-tension en inverse (a) et en direct (b) après plusieurs recuits cumulés d'un contact Schottky Mo/Au avec prégravure de géométrie $200 \times 125 \mu\text{m}^2$ sur une structure AlInN/AlN/GaN (aec1422)

La figure 4.23 montre les caractéristiques courant-tension en inverse et direct d'un contact Schottky de type Mo/Au avec prégravure suite à différents recuits cumulés. En polarisation directe, une baisse du courant est visible aux faibles tensions. Il semblerait, dans le cadre d'une hypothèse de conduction thermoïonique du contact, qu'il y ait deux ou plusieurs contributions principales au courant provenant de contacts Schottky de hauteurs de barrière différentes. Les recuits auraient alors pour effet de diminuer les contributions des hauteurs de barrière les plus faibles au bénéfice des barrières plus élevées. Ceci est validé par l'observation de la diminution du courant en polarisation inverse lorsque la température du recuit est augmentée (figure 4.23 (a)). Ce courant passe alors d'environ -9.10^{-4} A (valeur proche de celle obtenue avec gravure au cas précédent) à -3.10^{-4} A après un dernier recuit de 60 secondes à 600°C . La contribution à la conduction pourrait aussi être attribuée à la présence de défauts électriquement actifs à l'interface. Le recuit aurait alors pour effet de diminuer l'impact de ces défauts sur la conduction du contact Schottky et par conséquent de diminuer les courants de fuite. La conduction se rapproche alors des effets thermoïoniques purs.

Pour une métallisation de type Ni/Au, dont les caractéristiques courant-tension en polarisation inverse (figure 4.24(a)) et directe (figure 4.24(b)) sont présentées, la tendance est la même que pour le molybdène mais les courants sont plus faibles. Ainsi, le courant à forte polarisation inverse passe d'environ $-3,5.10^{-4}$ A à $-5,0.10^{-5}$ A après les traitements thermiques.

Les différents traitements thermiques effectués ont donc un effet bénéfique sur la qualité des contacts Schottky réalisés. Par ailleurs, cette étude montre une bonne stabilité du contact Schottky qui peut subir des recuits jusqu'à 600°C sans se dégrader. Bien que la conduction des contacts Schottky ne se dégrade pas jusqu'à ces températures nous nous limiterons à des recuits aux températures de 500°C dans le cadre de nos procédés technologiques. Cette température est suffisante pour améliorer les propriétés des contacts en limitant l'impact sur la résistivité des métaux. A ce stade de l'étude la métallisation composée de nickel et d'or paraît être la plus adaptée pour la réalisation de composants.

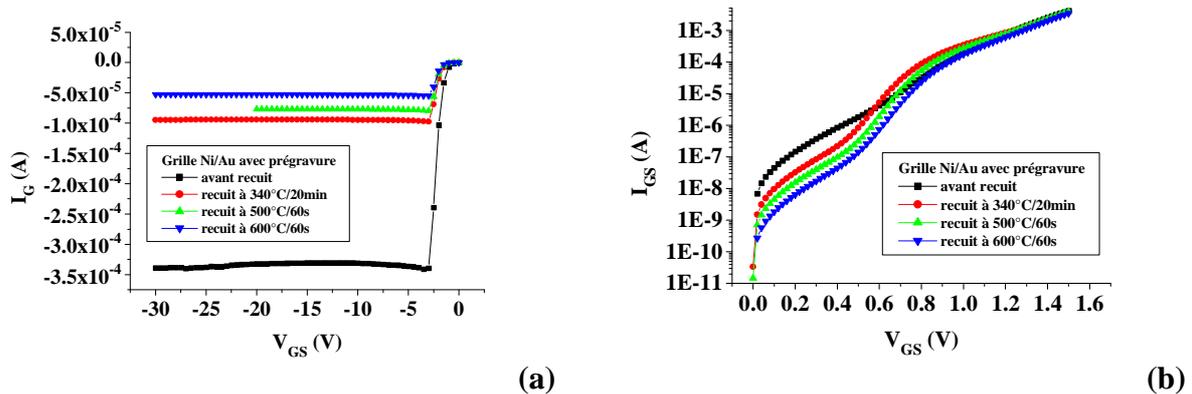


figure 4.24 : Evolution des caractéristiques courant-tension en inverse (a) et en direct (b) après plusieurs recuits d'un contact Schottky Ni/Au avec prégravure de géométrie $200 \times 125 \mu\text{m}^2$ sur une structure AlInN/AlN/GaN (aec1422)

La figure 4.25 présente les caractéristiques courant-tension en polarisation inverse et directe obtenues avant et après traitement thermique (recuit à 500°C pendant 60 secondes) des grilles de l'échantillon aec1423. Tout comme lors de l'étude précédente, un abaissement de la caractéristique mesurée en polarisation directe est constaté. Ceci se répercute sur la mesure de hauteur de barrière qui s'avère avoir augmenté. Ainsi, la hauteur de barrière moyenne passe

de 0,59 eV à 0,64 eV. De même, on retrouve à nouveau une diminution du courant en inverse. Celui est divisé par deux passant de $-5,2 \cdot 10^{-6}$ A à $-2,4 \cdot 10^{-6}$ A.

La figure 4.25 illustre bien l'effet bénéfique du traitement de surface suivi du recuit de contact ohmique sur les propriétés des contacts Schottky. L'homogénéité obtenue sur un échantillon de diamètre 2 pouces est particulièrement satisfaisante. En effet, les faisceaux de courbes attestent d'une très bonne homogénéité des propriétés électriques des contacts Schottky sur l'échantillon.

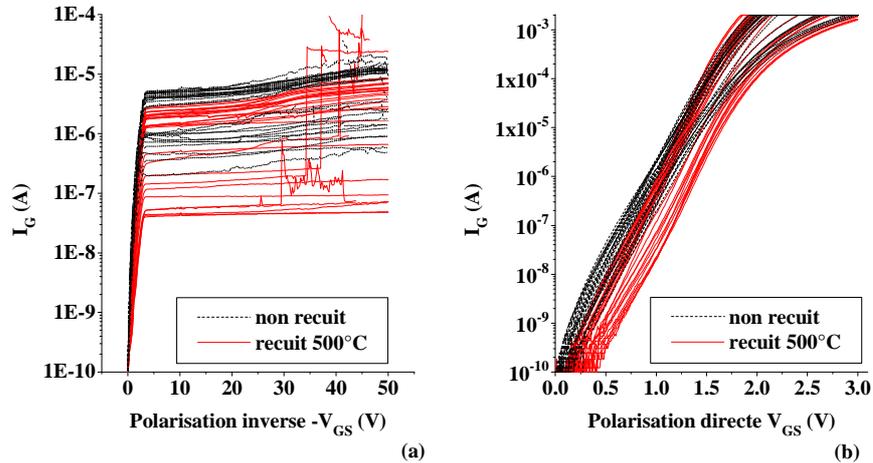


figure 4.25 : Evolution des caractéristiques courant-tension en polarisation inverse (a) et directe (b) suite à un recuit à 500°C pendant 60 secondes sur une vingtaine de transistors de la plaque aec1423 contact Schottky Ni/Au avec prégravure sur des grilles de géométrie 1 x 100 µm² sur une structure AlInN/AlN/GaN

4.3.3.4 Conclusion

En conclusion de cette étude sur les contacts Schottky sur AlInN, il est intéressant de comparer les améliorations obtenues au cours de l'étude. Si on compare les caractéristiques des grilles de 1 x 100 µm² obtenues sur la première plaque aec1369 à celles obtenues sur la plaque aec1423, le bilan est extrêmement positif en terme de qualité de contact Schottky. Ainsi, comme le montre la figure 4.26, les courants en polarisation inverse et directe ont pu être fortement diminués. Ainsi, les contacts Schottky avaient en début d'étude des hauteurs de barrière de l'ordre de 0,48 eV. A ce stade de l'étude, elles atteignent 0,64 eV.

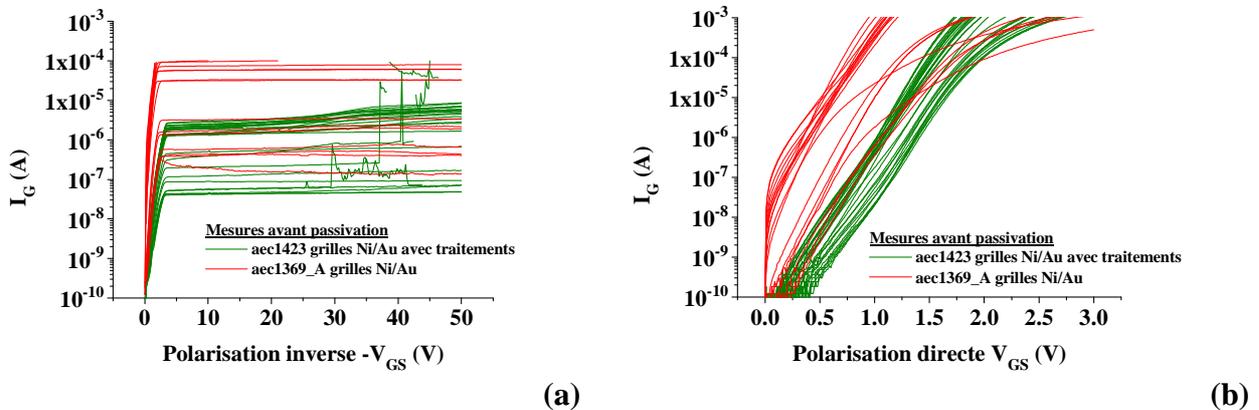


figure 4.26 : Evolution des caractéristiques courant-tension en polarisation inverse (a) et directe (b) entre la plaque aec1369_A et la plaque aec1423 concernant un contact de grille de géométrie 1 x 100 µm² en Ni/Au

Les contacts Schottky ont pu être fortement améliorés au cours de cette étude. Cependant, ils devront être encore améliorés afin d'augmenter les hauteurs de barrière et de fortement limiter les courants de fuite de grille. De bons résultats de composants, montrés au paragraphe suivant, ont pu être obtenus.

4.3.4 HEMTs à base d'AlInN

Compte tenu des optimisations qui ont été effectuées, aussi bien sur le matériau que sur les briques technologiques telles que les contacts ohmiques et les contacts Schottky, les transistors produits lors de cette étude ont pu être considérablement améliorés depuis les premiers essais.

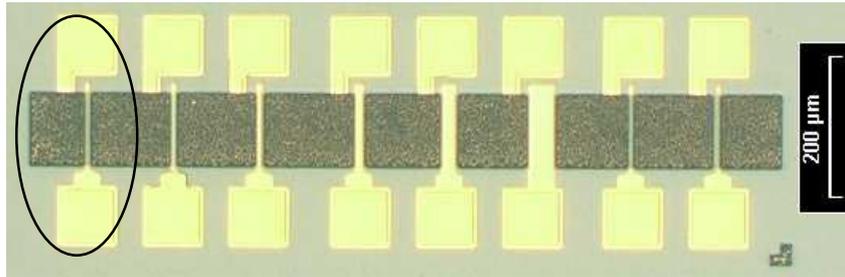


figure 4.27 : Photographie au microscope optique du motif de LVAR (longeurs de grille variables)

Les résultats présentés concernent les transistors du motif LVAR de longueur de grille 1 µm et de largeur 100 µm. Sur la photographie de la figure 4.27, il s'agit du transistor cerclé.

4.3.4.1 Caractérisation des composants HEMTs

Les résultats présentés dans un premier temps concernent les résultats obtenus sur les couches épitaxiées aec1369 et aec1423 sans passivation.

L'échantillon aec1369 est la première structure épitaxiée de type AlInN/AlN/GaN déposée sur saphir pour laquelle les étapes technologiques ont abouti à des transistors fonctionnels. Nous avons vu précédemment que les contacts ohmiques ainsi que les contacts Schottky obtenus sur cet échantillon ne sont pas très bons. Cependant, il est à noter que cet échantillon a constitué le début de l'étude du système à base d'AlInN.

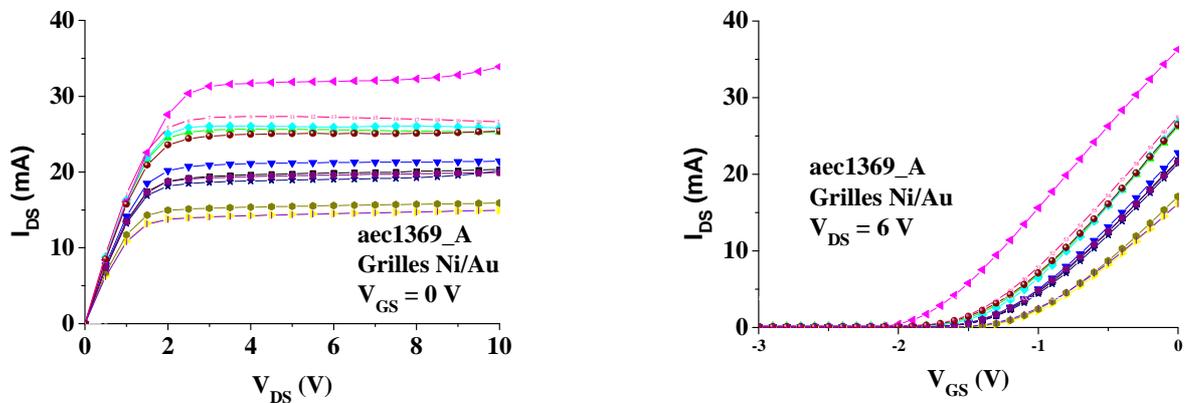


figure 4.28 : Caractéristiques courant-tension (a) $I_{DS}(V_{DS})$ à $V_{GS} = 0V$ et (b) $I_{DS}(V_{GS})$ à $V_{DS} = 6V$ d'un dizaine de transistors $1 \times 100 \mu m^2$ de la plaque aec1369_A avec grilles Ni/Au avant passivation

A partir des mesures de caractéristiques courant-tension présentées sur la figure 4.28, les paramètres principaux des transistors ont pu être déterminés. Ainsi, le courant moyen à $V_{DS} = 6 \text{ V}$ a été trouvé égal à 25 mA (250 mA/mm). Le tracé des caractéristiques montre une dispersion importante sur l'échantillon AEC1369_A. La tension de pincement moyenne vaut $1,7 \pm 0,2 \text{ V}$. Les valeurs de transconductance maximum valent environ 200 mS/mm. Ces résultats ne sont pas très bons mais valident la faisabilité de composants sur nos premières structures à base d'AlInN. L'étude d'optimisation des contacts ohmiques et Schottky présentée précédemment a été utilisée par la suite pour améliorer les performances des transistors. L'échantillon aec1423 a bénéficié de ces optimisations.

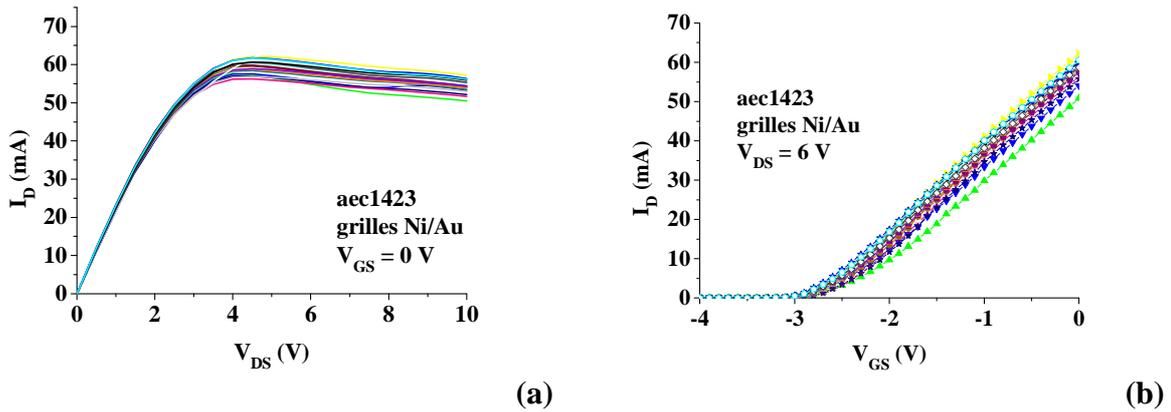


figure 4.29 : Caractéristiques courant-tension (a) $I_D(V_{DS})$ à $V_{GS} = 0 \text{ V}$ et (b) $I_D(V_{GS})$ à $V_{DS} = 6 \text{ V}$ d'environ 20 transistors $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ (aec1423 avec grilles Ni/Au) – avant passivation

La figure 4.29 présente les caractéristiques courant-tension $I_D(V_{DS})$ et $I_D(V_{GS})$ d'une vingtaine de transistors de longueur de grille $1 \mu\text{m}$ et de largeur $100 \mu\text{m}$ avant passivation. Le courant moyen à $V_{DS} = 6 \text{ V}$ vaut 56 mA (560 mA/mm) et une meilleure homogénéité est constatée par rapport aux premiers résultats obtenus sur la plaque AEC1369. La tension de pincement moyenne est de $-2,89 \pm 0,07 \text{ V}$ et la transconductance maximum moyenne de 22 mS (220 mS/mm).

Les performances des transistors et l'homogénéité, aussi bien du matériau que de la technologie, ont donc évolué favorablement au cours de cette étude.

4.3.4.2 Effets du recuit de contact Schottky et de la passivation

Afin d'améliorer la qualité des grilles un recuit à 500°C d'une durée de 60 secondes a été effectué. Comme il a été vu précédemment, ce recuit a pour objectif d'augmenter la hauteur de barrière du contact Schottky et donc de diminuer le courant en polarisation inverse. Suite au recuit du contact de grille, une passivation à base de SiN déposée par PECVD a été employée pour diminuer les effets des charges de surface. Une épaisseur de 240 nm de SiN a été déposée par PECVD.

Le tableau 4.18 récapitule l'évolution des valeurs de courant, de tension de pincement, de résistance de couche et de courant en inverse sur les transistors de longueur de grille $1 \mu\text{m}$ du motif LVAR suite à un recuit à 500°C puis après l'étape de passivation par PECVD. La statistique concerne 14 transistors de la couche épitaxiée aec1423. Comme attendu, le recuit permet d'obtenir une diminution du courant en polarisation inverse. Ceci se caractérise aussi par les hauteurs de barrière qui passent de 0,59 eV à 0,64 eV avant et après recuit respectivement. Cette hauteur de barrière diminue après passivation pour atteindre la valeur de 0,61 eV. La tension de pincement baisse aussi, confirmant ainsi un effet de surface dont l'effet se voit également sur les résistances de couche.

		I_{dss} à 6V mA	V_p V	R Ω /carré	Φ_b eV	$I_{inverse}$ à - 20V A
avant passivation	moyenne	56	-2,9	415	0,59	$-5,2 \cdot 10^{-6}$
	écart-type	6	0,1	23	0,02	$7,5 \cdot 10^{-7}$
recuit à 500°C	moyenne	55	-2,8	406	0,64	$-2,4 \cdot 10^{-6}$
	écart-type	5	0,1	24	0,02	$6,5 \cdot 10^{-7}$
après passivation	moyenne	68	-3,2	350	0,61	$-3,3 \cdot 10^{-5}$
	écart-type	5	0,1	14	0,02	$1 \cdot 10^{-5}$
variation totale		+ 21 %	+ 10 %	- 15 %	+ 3 %	X 6

tableau 4.18 : Evolution de paramètres des transistors $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ avant et après passivation SiN (240 nm) (aec1423-A)

Les effets bénéfiques de la passivation sont d'augmenter le courant maximum, de diminuer la résistance de couche et d'augmenter la valeur absolue de la tension de pincement. En effet, le courant maximum passe de 560 mA/mm à 680 mA/mm, soit une hausse de 21 %. La résistance de la couche épitaxiée mesurée à partir des échelles de résistances (TLM) baisse de 15 %, passant de 415 à 350 Ω /carré, tandis que les écarts-types, révélateurs d'un homogénéisation des paramètres électriques du matériau baisse de 23 Ω /carré à 14 Ω /carré. La passivation SiN joue donc un rôle important sur l'état de surface de AlInN diminuant ainsi l'impact des pièges de surface sur les propriétés de transport de l'hétérostructure. La déplétion des porteurs est fonction de l'ancrage du niveau de Fermi en surface lui-même lié à la densité de pièges de surface. Sa diminution conduit à une augmentation de la densité de porteurs du gaz 2D. Il est alors cohérent que la tension de pincement passe de - 2,9 V à - 3,2 V.

La passivation a cependant un rôle négatif sur le comportement de la grille. En effet, le courant en inverse a tendance à augmenter. Ainsi, celui-ci est multiplié par 6 lors de la passivation. La même passivation réalisée avec un prétraitement à partir d'un plasma donne à peu près les mêmes résultats (tableau 4.19) : une hausse du courant maximum (+ 18 %) et une baisse de la résistance de couche (- 19 %). Le courant en inverse est dans ce cas multiplié par 4,5. La statistique porte ici sur 5 transistors. Quelque soit le prétraitement avant passivation, l'ordre de grandeur des courants mesurés reste le même.

		I_{dss} à 6V mA	V_p V	R Ω /carré	Φ_b eV	$I_{inverse}$ à - 20V A
avant passivation	moyenne	61	-2,98	425	0,59	$-4,7 \cdot 10^{-6}$
	écart-type	1	0,02	20	0,01	$1 \cdot 10^{-6}$
recuit à 500°C	moyenne	61	-2,93	408	0,64	$-2,3 \cdot 10^{-6}$
	écart-type	1	0,02	20	0,02	$4,3 \cdot 10^{-7}$
après passivation	moyenne	71	-3,20	346	0,62	$-2,1 \cdot 10^{-5}$
	écart-type	1	0,02	12	0,01	$1 \cdot 10^{-5}$
variation totale		+ 18 %	+ 7 %	- 19 %	+ 5 %	X 4,5

tableau 4.19 : Evolution de paramètres des transistors $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ avant et après passivation SiN (240 nm) avec traitement plasma N₂O (aec1423_B)

Compte tenu des incertitudes de mesures et erreurs statistiques le prétraitement ne semble pas apporter de bénéfices ou de dégradations sur les critères présentés ci-dessus. Certains écarts-types plus faibles que dans le cas de la passivation seule sont dus à une population statistique moins grande. Départager les deux types de passivation pourra se faire en fonction du comportement en fréquence. En effet, leurs comportements pourraient s'avérer très

différents car le traitement par plasma peut engendrer la formation de défauts de surface pouvant favoriser les chutes de courant.

4.3.4.3 Mesures de puissance sur l'échantillon AEC1423

Des composants constitués de deux grilles de longueur $1\ \mu\text{m}$ et de largeur $2 \times 150\ \mu\text{m}$ ont été sélectionnés pour effectuer des mesures de puissance. Les critères ont été de choisir les composants ayant de forts courants et le moins de fuites de grille possible. Le tableau 4.20 récapitule les principaux paramètres électriques mesurés sur les transistors sélectionnés. L'échantillon dont la passivation a été précédée d'un traitement par plasma présente un peu plus de courant (182 mA contre 172 mA) mais sa transconductance est un peu plus faible (65 mS (217 mS/mm) contre environ 67 mS (223 mS/mm)). Les courants en inverse sont du même ordre de grandeur et la tension de pincement est d'environ $-3\ \text{V}$ dans les quatre cas.

	N° transistor	I_{dss} (mA)	V_p (V)	$G_{m_{max}}$ (mS)	I_G à -10V (mA)
AEC1423_A	[5034]	172	- 2,9	68,7	0,022
	[5544]	173	- 3,0	66,5	0,024
AEC1423_B Plasma N_2O	[3044]	182	- 3,0	65,0	0,065
	[3049]	182	- 3,0	65,0	0,053

tableau 4.20 : Paramètres électriques des transistors $2 \times 150\ \mu\text{m}$ avec $L_g = 1\ \mu\text{m}$ sélectionnés pour les mesures de puissance

Les deux conditions de passivation réalisées sur la plaque aec1423 ont pu être analysées à partir de mesures de puissance pulsées en classe AB à 70 mA et à $V_{DS} = 20\ \text{V}$ et $25\ \text{V}$. La fréquence de mesure était de 3 GHz. Le tableau 4.21 montre un récapitulatif des mesures réalisées. A partir de ces résultats, il semblerait que le traitement par plasma dégrade les performances en puissance des transistors. Par ailleurs, alors que les deux transistors semblaient quasiment identiques en mesures statiques, cela n'est plus le cas en puissance.

	N° transistor	V_{DS} (V)	P.A.E. À 3 dB (%)	P_{out} A 3 dB (mW)	P_{out} A 3 dB (W/mm)
AEC1423_A	[5034]	20	41,2	760	2,53
		25	34,8	790	2,63
	[5544]	20	44,7	790	2,63
		25	37,2	770	2,56
AEC1423_B Plasma N_2O	[3044]	20	33	400	1,33
	[3049]	20	37	580	1,93

tableau 4.21 : Récapitulatif des mesures de puissance à 3 GHz en classe AB à 70mA

Le cas le plus favorable des mesures de puissance semble donc être le transistor [5544] de l'échantillon aec1423_A. Ainsi, la puissance obtenue est de 2,6 W/mm avec une P.A.E. de 44,7 %. Les caractéristiques dont sont issus les résultats concernant cet échantillon sont présentées à la figure 4.30.

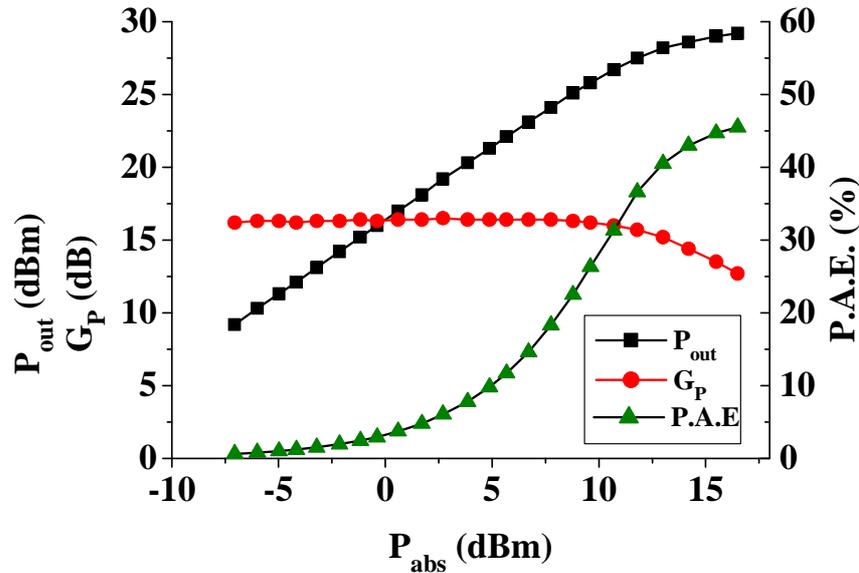


figure 4.30 : Mesure de puissance à 3GHz en classe AB à 70 mA, $V_{DS} = 20$ V transistor $2 \times 150 \mu\text{m}$ [5544] de l'échantillon aec1423_A avec $L_g = 1 \mu\text{m}$

Ces résultats de puissance sont très encourageants pour la technologie à base d'AlInN qui est plutôt récente. La littérature ne mentionne que peu de résultats sur ce type de structure mais à ce jour le meilleur résultat a été obtenu sur substrat SiC. Une puissance de 3,8 W/mm a été atteinte à 10 GHz avec une P.A.E. de 30 % à $V_{DS} = 20$ V [10]. Un autre résultat de puissance doit être pris comme référence. Sur substrat de silicium, une puissance de 4,1 W/mm a été atteinte à 2 GHz à une polarisation de $V_{DS} = 24$ V [12][13].

4.3.5 Conclusion

En définitive, l'application aux composants du nouveau système de matériau à base d'AlInN est très prometteuse. Au cours de l'étude nous avons adapté et amélioré la préparation des contacts ohmiques sur AlInN. Les températures de recuit et leurs durées ont pu être optimisées. Un début d'étude a aussi concerné la rampe de montée. Nous avons dans un premier temps exploré la vitesse linéaire de montée, et des vitesses lentes ont semblé bénéfiques à la qualité des contacts. Il reste néanmoins des améliorations à réaliser au niveau de la rampe de température : vitesse de montée, plateaux de température pour favoriser la formation de certains alliages.

Les contacts Schottky ont eux aussi été améliorés. L'intérêt d'un traitement au plasma Argon suivi d'un recuit de reconstruction ont été démontrés. Les traitements de surface apparaissent primordiaux à l'obtention de bons contacts Schottky.

Compte tenu de ces résultats, des transistors jugés très satisfaisants ont été obtenus sur cette filière dont la maturité est moindre que AlGaN/GaN. Néanmoins, un grand nombre de points sont encore à comprendre et à améliorer pour atteindre une plus grande maturité du couple « matériau-procédés technologiques » et ainsi parvenir à de meilleures performances.

L'évolution de la résistance de couche lors de recuits à haute température soulève la problématique du contrôle des états de surface qui s'avère être primordial aussi bien pour cette nouvelle technologie que pour la technologie AlGaN/GaN.

4.4 Conclusion

Ce chapitre a eu pour objet de présenter les applications aux composants des études matériau réalisées durant la thèse. L'accent a été mis sur les briques technologiques telles que les contacts ohmiques et les contacts Schottky de grille puis sur le transistor en régime continu puis dynamique.

Dans le cas des contacts ohmiques, nous avons mis en évidence que l'ajout du « cap » GaN modifie leurs propriétés électriques. Les résistances de contact atteignent des valeurs élevées sur les échantillons avec des « caps » épais réalisés aussi bien à haute température qu'à plus basse température. Sur la structure standard sans « cap » nous avons obtenu des résistances de contact de l'ordre de $0,3 \Omega \cdot \text{mm}$ comparables à celles obtenues dans la littérature alors qu'elles étaient supérieures à $1,9 \Omega \cdot \text{mm}$ pour des « caps » d'épaisseur supérieure à 5 nm. En gravant la couche de passivation in-situ sous le contact, nous avons pu atteindre une résistance de contact de $0,2 \Omega \cdot \text{mm}$ qui est parmi les meilleurs résultats rencontrés pour ce matériau. L'ajout d'une couche supplémentaire au dessus de la structure standard a donc pour effet de réduire les mécanismes habituellement mis en jeu pour la formation de contacts ohmiques de faible résistance. Il semble ainsi que le « cap » joue le rôle de barrière de diffusion empêchant la consommation de l'azote par la métallisation. Concernant les nouvelles structures HEMTs à base d'AlInN, la formation des contacts ohmiques est sans doute à relier au même phénomène. Nous avons cependant dû adapter les procédés technologiques en optimisant dans un premier temps les conditions du recuit thermique de contact ohmique. Les résultats sont bons étant donné que nous obtenons de manière reproductible des moyennes de résistances de contact de l'ordre de $0,4 \Omega \cdot \text{mm}$ et localement des valeurs valant jusqu'à $0,2 \Omega \cdot \text{mm}$.

De même, les contacts Schottky sont apparus sensibles à l'ajout d'une couche supérieure. Dans notre étude, et contrairement aux résultats publiés, les hauteurs de barrière ont tendance à diminuer tandis que le facteur d'idéalité augmente lorsque l'épaisseur du « cap » GaN augmente. Le régime de conduction s'éloigne de plus en plus d'un régime thermoionique pur et voit s'ajouter des contributions attribuées à des défauts électriquement actifs qui pourraient être localisés à l'interface GaN/AlGaN supérieure. Ceci se matérialise aussi par des courants de fuite de grille qui augmentent. Dans le cadre du système à base d'AlInN, nous avons optimisé le contact de grille en utilisant un traitement avant le dépôt de métallisation. Des progrès restent malgré tout à faire pour améliorer ce contact sur les structures de type AlInN/AlN/GaN.

En terme de composant, l'étude sur le « cap » haute température a été riche d'enseignement. En effet, nous avons mesuré une dégradation des performances des composants passivés avec la présence du « cap » GaN. Par ailleurs, les mesures en régime pulsé ont permis de montrer que le « cap », bien que présentant un léger effet passivant, empêche l'action de la passivation de type SiO_2/SiN sur la guérison des chutes de courant causées par les pièges de surface. Le « cap » a en quelque sorte la propriété de figer la structure et de la rendre insensible aux variations des propriétés de la surface. Cette propriété du « cap » pourra s'avérer importante dans le cadre de structures ne présentant pas de chute de courant et pourra dans ce cas être utilisée pour « geler » la structure. La structure standard reste, à l'heure actuelle et à condition d'être associée à une bonne passivation de surface, la plus propice à l'obtention de performances en puissance et en fréquence. Afin d'approfondir cette étude d'autres approches doivent être envisagées comme par exemple l'utilisation d'un « cap » GaN dopé qui permettrait de favoriser le dépiégeage des porteurs en surface [4][14].

Dans le cadre de l'étude concernant la passivation in-situ les premiers résultats obtenus sur une structure épitaxiée sur substrat SiC ont montré une grande sensibilité au « gate lag ». Nous l'avons attribuée à des défauts apparus lors de la gravure du pied de grille qui seront sans doute diminués suite à un recuit de reconstruction. La qualité du matériau et particulièrement celle de l'interface avec AlGa_N sera aussi sans doute à optimiser pour obtenir de meilleurs résultats. Il est cependant à noter que des transistors aux propriétés électriques en régime continu favorablement comparables à celles obtenues avec des structures standards ont été réalisés à partir de ces structure innovantes comportant une passivation in-situ. Par ailleurs, la possibilité de réaliser des épitaxies de SiN par MOCVD déjà montrée dans la littérature est à prendre en considération pour valider son intérêt [15][16]

L'adaptation des briques technologiques aux nouvelles structures AlInN/AlN/GaN a mené à des résultats prometteurs concernant les transistors. L'obtention d'une puissance de 2,6 W/mm à 3 GHz avec une P.A.E. de 44,7 % nous permet d'envisager des résultats supérieurs après approfondissement de l'étude en cours et particulièrement suite à l'application des optimisations, aussi bien matériau que technologiques, sur des structures épitaxiées sur substrat SiC. C'est particulièrement l'ajout de la couche intermédiaire d'AlN qui a permis une grande augmentation de la mobilité des électrons et ceci pourra être aussi étudié sur les structures standard de type AlGa_N car de très bons résultats de puissance y ont été associés dans la littérature [17][18][19][20].

Au vu des résultats de cette étude, il paraît clair que les futures améliorations des performances des composants basés sur les structures HEMTs AlGa_N/Ga_N, ou bien encore sur le nouveau système de matériaux AlInN/AlN/GaN, se feront essentiellement par un contrôle rigoureux des états de surface. De ce fait, les procédés technologiques doivent être rigoureusement suivis et leurs effets sur la surface bien compris. Ainsi, il sera nécessaire de réaliser des études approfondies concernant la physique de la surface de AlGa_N, ou de AlInN, impliquée dans le fonctionnement des composants. Par ailleurs, l'analyse des effets de la passivation devra permettre d'en optimiser l'utilisation pour parvenir au minimum de chutes de courant lors de la montée en fréquence et en puissance de l'utilisation des transistors.

4.5 Références du chapitre IV

- [1] Dieter K. Schroder. Semiconductor material and device characterization. Wiley-Interscience Publication (Ed.). , 1990.
- [2] E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros, and J. M. Redwing. Piezoelectric enhancement of Schottky barrier heights in GaN/AlGaIn HFET structures. In *56th annual device research conference digest*. 1998.
- [3] E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros and J. M. Redwing . Schottky barrier engineering in III–V nitrides via the piezoelectric effect. *Appl. Phys. Lett.* (1998) 73: pp. 1880-1882.
- [4] S. Arulkumaran, T. Egawa and H. Ishikawa. Studies on the influences of i-GaN, n-GaN, p-GaN and InGaIn cap layers in AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors. *Jpn. J. Appl. Phys.* (2005) 44: pp. 2953-2960.
- [5] P. Kordos, J. Bernat and M. Marso. Impact of layer structure on performance of unpassivated AlGaIn/GaN HEMT. *Microelectronics Journal* (2005) 36: pp. 438-441.
- [6] S. Heikman, S. Keller, Y. Wu, J.S. Speck, S.P. DenBaars, and U.K. Mishra. Polarization effects in AlGaIn/GaN and GaIn/AlGaIn/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.* (2003) 93: pp. 10114-10118.
- [7] P. Kordos, J. Bernat, M. Marso, H. Luth, F. Rampazzo, G. Tamiazzo, R. Pirobon, and G. Meneghesso. Influence of gate-leakage current on drain current collapse of unpassivated GaIn/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors. *Appl. Phys. Lett.* (2005) 86: pp. 1-3.
- [8] C.J. Kao, J.K. Sheu, W.C. Lai, M.L. Lee, M.C. Chen and G.C. Chi. Effect of GaIn cap layer grown at a low temperature on electrical characteristics of Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN heterojunction field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* (2004) 85: pp. 1430-1432.
- [9] M.-A. di Forte-Poisson, N. Sarazin, M. Magis, M. Tordjman, E. Morvan, R. Aubry, J. di Persio, B. Grimbert. In situ epitaxial surface passivation of GaInN/GaN HEMT heterostructures grown by LP-MOCVD. *J. of Crystal Growth* (2007) 298: pp. 826-830.
- [10] G. H. Jessen, J. K. Gillespie, G. D. Via, A. Crespo, D. Langley, M. E. Aumer, C. S. Ward, H. G. Henry, D. B. Thomson and D. P. Partlow. RF power measurements of InAlN/GaN unstrained HEMTs on SiC substrates at 10 GHz. *IEEE Electron Device Lett.* (2007) 28: pp. 354-356.
- [11] J. Kuzmik, P. Javorka, M. Marso and P. Kordos. Annealing of Schottky contacts deposited on dry etched AlGaIn/GaN. *Semicond. Sci. Technol.* (2002) 17: p. L76-L78.
- [12] M. Neuburger, T. Zimmermann, E. Kohn, A. Dadgar, F. Schulze, A. Krtschil, M. Gunther, H. Witte, J. Blasing, A. Krost, I. Daumiller, M. Kunze. Unstrained InAlN/GaN HEMT structure. *International Journal of High Speed Electronics and Systems* (2004) 14: pp. 785-790.

- [13] A. Dadgar, M. Neuburger, F. Schulze, J. Bläsing, A. Krtschil, I. Daumiller, M. Kunze, K.-M. Günther, H. Witte, A. Diez, E. Kohn, A. Krost. High-current AlInN/GaN field effect transistors. *Phys. Stat. Sol. (a)* (2005) 202: pp. 832-836.
- [14] W-K. Wang, P-C. Lin, C-H. Lin, C-K. Lin, Y-J. Chan, G-T. Chen, and J-I. Chyi. Performance enhancement by using the n+-GaN cap layer and gate recess technology on the AlGaIn-GaN HEMT fabrication. *IEEE Electron Device Lett.* (2005) 26: pp. 5-7.
- [15] M. Germain, M. Leys, S. Boeykens, K. Cheng, S. Degroote, J. Das, R. Vandersmissen, W. Wang, D. Xiao and G. Borghs. AlGaIn/GaN HEMT: when MOVPE meets the device challenge. In *11th european workshop on movpe*. 2005.
- [16] Kai Cheng, M. Leys, J. Derluyn, S. Degroote, D.P. Xiao, A. Lorenz, S. Boeykens, M. Germain and G. Borghs. AlGaIn/GaN HEMT grown on large silicon substrates by MOVPE capped with in-situ deposited Si₃N₄. In *Thirteenth international conference on metal organic vapor phase epitaxy (icmovpe xiii)*. 2007.
- [17] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra. AlGaIn/AlN/GaN High-Power Microwave HEMT. *IEEE Electron Device Lett.* (2001) 22: pp. 457-459.
- [18] X. Wang, C. Wang, G. Hu, H. Xiao, C. Fang, J. Wang, J. Ran, J. Li, J. Li and Z. Wang. MOCVD-grown high-mobility Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/GaN HEMT structure on sapphire substrate. *J. Crystal Growth* (2007) 298: pp. 791-793.
- [19] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra and P. Parikh. 30-W/mm GaN HEMTs by Field Plate Optimization. *IEEE Electron Device Lett.* (2004) 25: pp. 117-119.
- [20] Y.F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder and P. Parikh. 40-W/mm double field-plated GaN HEMTs. *IEEE Device Research Conference* (2006) : .

CONCLUSION

Ce manuscrit a eu pour objectif de présenter la synthèse des études réalisées durant ma thèse effectuée à Thales-Research and Technology au Laboratoire Alcatel-Thales III-V. Dans sa mise en œuvre, cette thèse a suivi deux axes principaux :

L'un a porté sur l'analyse des propriétés physiques du système de matériau AlGaIn/GaN en vue d'une optimisation des performances des composants actuels en terme de puissance hyperfréquence. Pour résoudre la problématique liée aux chutes de courant induites par la présence de pièges de surface, le premier axe de cette étude a plus particulièrement concerné l'ajout d'un « cap » épitaxié à haute ou basse température sur la structure standard AlGaIn/GaN.

Le second a concerné la mise au point d'un nouveau système de matériaux pour fortement augmenter les performances en puissance et en fréquence des composants. Compte tenu des nombreux avantages de AlInN, en particulier ceux de présenter une polarisation spontanée importante et l'adaptation en paramètre de maille à GaN pour des taux d'indium de 18 %, c'est ce système que nous avons choisi d'étudier comme successeur de la technologie AlGaIn/GaN pour atteindre de plus fortes puissances aux hyperfréquences.

Dans un premier chapitre, nous avons réalisé un état des lieux de la technologie HEMT à base de nitrure de gallium en exposant tout d'abord les applications électroniques concernées, leurs domaines d'application et les fréquences concernées. Le principe de base du composant HEMT a été présenté ainsi que les problématiques s'y rapportant et empêchant d'atteindre les meilleures performances. L'état de l'art en terme de performance a été montré en citant des exemples issus de publications de la littérature. Ce premier chapitre a permis de mettre en évidence la problématique liée à l'effet de niveaux profonds responsables des dégradations des performances des composants et qui a été le fil conducteur d'une grande partie des travaux de cette thèse.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les résultats des études matériau concernant l'ajout d'un « cap » GaN haute température puis l'ajout d'une passivation in-situ déposée par MOCVD à basse température. L'ajout du « cap » haute température n'a pas révélé de modifications structurales hormis une modification de la morphologie de surface mise en valeur par des mesures par microscopie à force atomique. Cependant, l'effet sur les propriétés électriques s'est révélé important. Lors de l'augmentation de l'épaisseur du « cap » la densité de porteurs du gaz bidimensionnel d'électrons est diminuée par la modification du champ électrique dans AlGaIn et malgré une hausse de la mobilité, que nous avons attribuée à la baisse de densité de porteurs, la tendance est à une augmentation de la résistance par carré des structures HEMTs. Nous avons bien constaté cette augmentation de la résistance par carré des couches aussi bien par des mesures sans contact (SonogageTM) que par des mesures par effet Hall utilisant la méthode de Van der Pauw. Concernant l'étude de la passivation in-situ, nous avons réalisé une étude amont qui a d'abord porté sur la faisabilité de ce type de croissance et son application au transistor HEMT. Ensuite, nous avons optimisé ces structures pour obtenir les rugosités de surface les plus faibles possibles tout en conservant les propriétés favorables d'une structure HEMT avec gaz bidimensionnel d'électrons. En terme de matériau, les résultats sont donc satisfaisants et ont mené à la réalisation de transistors.

Le nouveau sujet de recherche concernant la croissance du système de matériaux à base d'AlInN a été présenté au troisième chapitre. Nous avons dans un premier temps travaillé sur la mise au point de la croissance de AlInN. Après optimisation des conditions de croissance (température, rapport des précurseurs...) nous avons appliqué ces études à la réalisation de structures HEMTs de type AlInN/GaN. C'est l'ajout d'une couche intermédiaire d'AlN qui a mené à une réelle avancée en terme de mobilité et ainsi d'obtenir des structures susceptibles d'être utilisées pour la réalisation de composants.

L'application aux composants HEMTs des études matériau décrites précédemment a été présentée au quatrième chapitre. Dans ce chapitre, nous avons détaillé les effets sur les briques technologiques utilisées pour la réalisation des transistors. Ainsi, l'effet du « cap » GaN haute température sur les contacts ohmiques et Schottky a été présenté. Nous avons pu montrer une dégradation de ces briques avec l'ajout du « cap » mais celle-ci ne semble pas être la cause des performances diminuées après passivation. En effet, nous attribuons à la présence de défauts électriquement actifs en présence du « cap » GaN l'obtention de puissances inférieures. Cependant, il est intéressant de constater que le « cap » GaN semble figer la structure qui est de ce fait presque insensible à un dépôt de passivation. En tenant compte des améliorations apportées à la qualité du matériau depuis le début de cette étude, le « cap » n'est pas à exclure si il permet de figer des transistors ayant de bonnes propriétés avant passivation. Les structures utilisées ont néanmoins montré que la structure standard (sans cap) est celle qui, une fois passivée, a permis d'atteindre le meilleur résultat en puissance de cette étude comparative.

L'approche concernant la passivation in-situ a permis la réalisation de transistors aux performances en régime continu favorablement comparables à celles obtenues sur des HEMTs standards. Cependant, leur étude en dynamique a semblé indiquer un besoin d'optimisation soit sur le plan du matériau, soit sur le plan des procédés technologiques. Sur le plan matériau, l'optimisation de la croissance pourrait permettre d'améliorer encore la qualité cristalline des structures en insistant par exemple sur l'interface entre AlGaN et le matériau passivant. Les chutes de courant observées en dynamique laissent aussi présager d'effets dus aux contacts de grille, dont l'interface pourra être améliorée en utilisant par exemple des recuits de reconstruction. L'utilisation de gravure physique pour le pied de grille apporte des défauts qui peuvent donner lieu à des chutes de courant en régime dynamique.

La problématique liée aux pièges de surface, qui a été l'objet des études précédentes, sera aussi déterminante dans le cadre du développement du nouveau système de matériaux à base d'AlInN. Cependant, l'adaptation des briques technologiques à ce système et leur application au composant ont déjà permis d'atteindre un résultat de puissance très prometteur. En effet, nous avons obtenu une puissance de 2,6 W/mm à 3 GHz avec une P.A.E. de 44,7 % sur des transistors de longueurs de grille 1 μm . Une optimisation du matériau combinée à celle des procédés technologiques permettra encore une montée en puissance. C'est particulièrement l'application de ces études à des structures épitaxiées sur substrat SiC qui permettra de nous situer face aux autres acteurs de la recherche sur le domaine.

Annexe I

Réflectivité de rayons X

La connaissance des épaisseurs et des rugosités apparaît comme primordiale pour comprendre les modifications de paramètres structuraux ou électriques des échantillons. Parmi les méthodes existantes, la réflectivité par rayons X (RRX) présente plusieurs avantages dont celui de ne pas être destructif. Par ailleurs, la gamme de mesures offerte par la RRX correspond aux épaisseurs rencontrées dans le cadre des structures HEMTs. En effet, des épaisseurs variant de 0,5 nm à 500 nm sont généralement mesurables. L'exploitation des mesures permet aussi de déterminer différentes rugosités aux interfaces et surfaces des échantillons en utilisant un logiciel de simulation de profils d'intensité. Cet outil de caractérisation a été ainsi utilisé sur nos échantillons pour déterminer les épaisseurs de GaN et de AlGaN. Des mesures de rugosité ont été réalisées pour établir une corrélation avec les propriétés de transport électronique.

1. Principes de la mesure de réflectivité de rayons X

La mesure par RRX consiste à mesurer la variation d'intensité d'un faisceau de rayons X réfléchi par l'échantillon en fonction de l'angle d'incidence θ . Une mesure de réflectométrie se fait en géométrie spéculaire $\theta/2\theta$ où θ est l'angle de rasance et 2θ l'angle entre le détecteur et le rayon incident. Le vecteur de diffusion défini sur la figure 1.1 s'écrit :

$$\vec{S} = \frac{\vec{s}_r - \vec{s}_i}{\lambda} \quad (1.1)$$

où \vec{s}_i et \vec{s}_r sont des vecteurs unitaires représentant les directions incidente et réfléchie du faisceau.

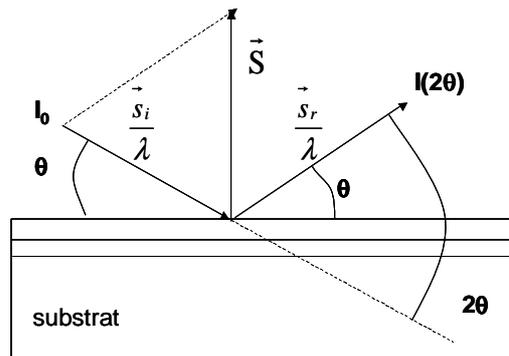


figure 1.1 : Géométrie de la mesure de réflectivité de rayons X

La norme du vecteur de diffusion vaut donc :

$$|\vec{S}| = \frac{2 \cdot \sin(\theta)}{\lambda} \quad (1.2)$$

Il est à noter que l'indice n est toujours inférieur à 1. Ceci implique que l'angle de réfraction soit inférieur à l'angle d'incidence. Par conséquent, il existe un angle critique défini par application de la loi de Descartes par $\cos(\theta_c) = n$. Cet angle correspond à l'angle pour

lequel l'onde est réfractée parallèlement à la surface de l'échantillon. Au delà de cet angle, le faisceau n'est plus totalement réfléchi mais une partie est transmise au travers de l'échantillon. La réflectivité, correspondant au rapport de l'intensité réfléchie sur l'intensité incidente, est exprimée sous la forme :

$$R(\theta) = \frac{I(2\theta)}{I_0} \quad (1.3)$$

Un profil de réflectivité comprend donc aux faibles angles ($\theta < \theta_c$) un plateau de réflectivité dû au fait que l'onde est totalement réfléchi. Pour des angles supérieurs à l'angle critique, l'intensité subit une décroissance importante. Expérimentalement l'angle critique peut être déterminé en prenant l'angle correspondant à la moitié de l'intensité maximale.

Proche de l'incidence rasante, le faisceau de rayons X n'est pas sensible à l'ordre cristallin, comme dans le cas de la diffraction X, mais aux variations de densité électronique le long de l'empilement. La mesure sera donc sensible aux interfaces et surfaces. En effet, ce sont aux surfaces et interfaces que sont observés de forts gradients de densités électroniques.

Dans le cas de l'analyse d'une couche mince des interférences entre l'onde réfléchie à la surface et celles réfléchies aux interfaces provoquent l'apparition de franges en fonction de l'angle de rasance sur le profil de réflectivité. Ces dernières sont appelées franges de Kiessig (figure 1.2) et leur période est directement liée à la distance entre interfaces et donc à l'épaisseur de la couche dans le cas d'une couche mince unique.

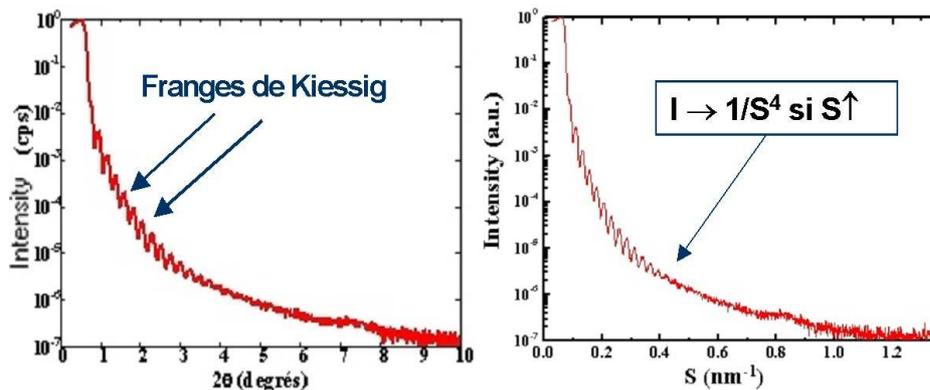


figure 1.2 : Courbes expérimentales de réflectivité sur un échantillon de type AlGa_N BT 25nm/GaN1.2μm//Al₂O₃(0001) faisant apparaître les franges de Kiessig tracées en fonction de 2θ (à gauche) ou en fonction du vecteur de diffusion S non corrigé (à droite)

Lorsque le profil d'intensité est tracé en fonction de la norme du vecteur de diffusion (figure 1.2 droite) celui-ci décroît selon une loi en S^{-4} . Il est donc possible de s'affranchir de cette décroissance en multipliant le profil par S^4 . Ceci permet de tracer le profil en échelle linéaire et non en échelle logarithmique. Par ailleurs, le faisceau de rayons X n'ayant pas la même longueur d'onde dans le matériau, il est nécessaire d'effectuer une correction de réfraction. Le vecteur de diffusion corrigé s'écrit alors :

$$S_{\text{corr}} = \frac{2}{\lambda} \cdot \sqrt{n^2 - \cos^2(\theta)} \quad (1.4)$$

Le tracé du profil d'intensité multiplié par S_{corr}^4 , en fonction de S_{corr} , est alors utilisé pour déterminer l'épaisseur des couches. Comme le montre la relation suivante les franges de Kiessig sont équidistantes quand leurs positions sont représentées dans l'espace de S_{corr} (figure 1.3). Ainsi, les conditions d'interférences constructives imposent :

$$m = t.S_{\text{corr}} + \frac{2\pi.\Phi}{\lambda} \quad (1.5)$$

où m est l'ordre des franges, t l'épaisseur de la couche mince, Φ un déphasage à la réflexion couche-substrat et λ la longueur d'onde des rayons X.

L'épaisseur de la couche est déterminée par la pente de la droite décrite par l'équation précédente. La mesure de l'épaisseur nécessite donc de tracer la courbe $m(S_{\text{corr}})$ pour déterminer sa pente. La précision de la mesure est alors étroitement liée au nombre de franges qui dépend du contraste de densités électroniques de part et d'autre des interfaces et aux rugosités d'interfaces.

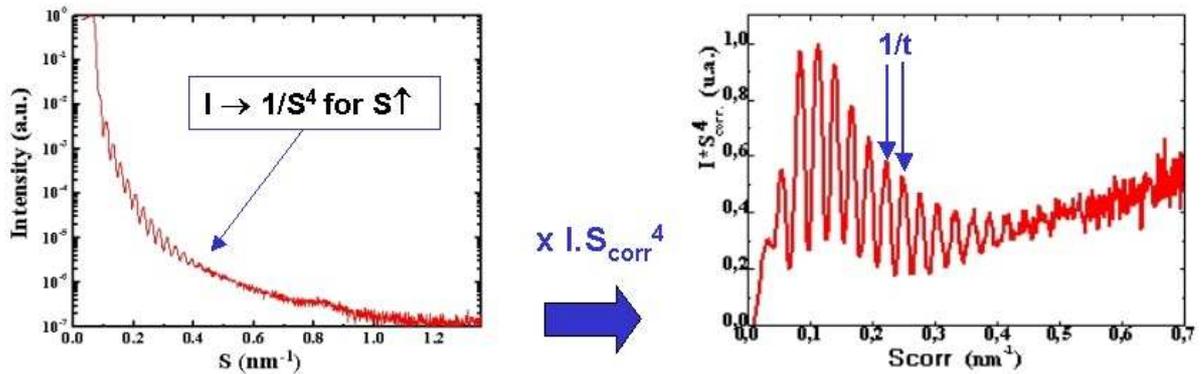


figure 1.3 : Profil de réflectivité corrigé de la décroissance en S^4 et de la réfraction du matériau

Dans le cas de couches plus complexes, la détermination des épaisseurs individuelles n'est pas possible pas simple pointé de franges. Un traitement par transformée de Fourier peut alors être utilisé pour déterminer chacune d'entre elles.

L'application d'une transformée de Fourier au profil corrigé est égal au produit de convolution de la dérivée de la densité électronique avec son inverse :

$$\text{TF}_{S_{\text{corr}}}^{-1} ((S_{\text{corr}})^4 . I(S_{\text{corr}})) = \rho'(z) \otimes \rho'(-z) \quad (1.6)$$

Le produit de convolution de la densité électronique présente des pics correspondants aux distances entre les différentes interfaces. Dans l'exemple montré figure 1.4, trois pics sont donc obtenus pour un échantillon à deux couches. Ces pics représentent les distances entre les différentes interfaces.

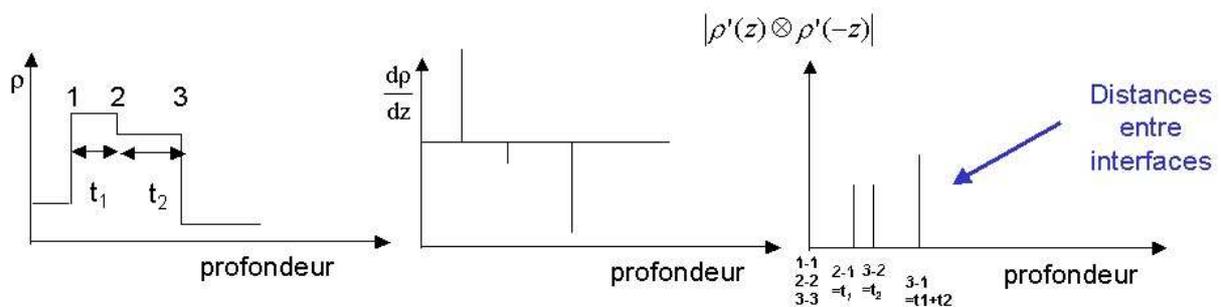


figure 1.4 : Application de la fonction d'autocorrélation à un système de deux couches idéales d'épaisseurs t_1 et t_2 (interfaces abruptes)

L'application de la transformée de Fourier au profil de réflectivité permettra donc de déterminer les distances entre interfaces dans des hétérostructures complexes. L'épaisseur des couches pourra donc en être déduite.

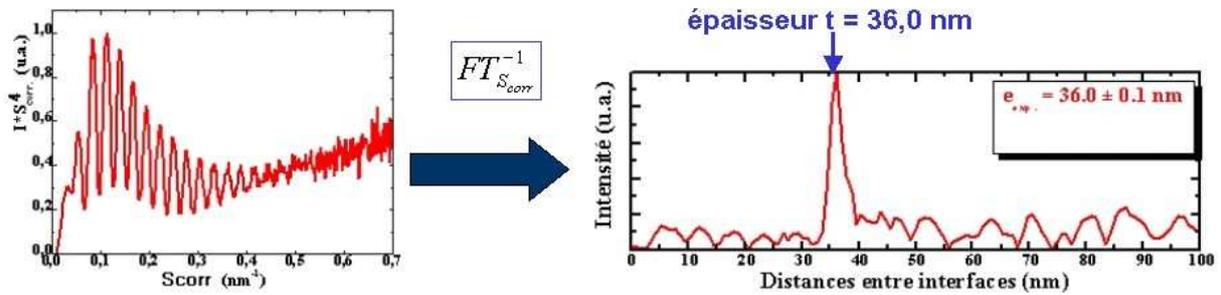


figure 1.5 : Application de la fonction d'autocorrélation au profil corrigé mesuré sur la couche AlGaN BasseTempérature 25nm/GaN1.2µm//Al₂O₃(0001)

La figure 1.5 présente l'application d'une transformée de Fourier à un profil de réflectométrie corrigé obtenu sur une couche d'AlGaN épitaxiée sur GaN1.2µm//Al₂O₃(0001). Le spectre de T.F. est typique d'un échantillon monocouche (un seul pic) car les couches inférieures de GaN sont trop épaisses pour être mesurées par cette technique.

Publications et communications

N. Sarazin, O. Jardel, E. Morvan, R. Aubry, M. Laurent, M. Magis, M. Tordjman, M. Alloui, O. Drisse, J. Di Persio, M. A. di Forte Poisson, S.L. Delage, N. Vellas, C. Gaquière, D. Théron. **X-band Power Characterisation of AlInN/AlN/GaN HEMT grown on SiC Substrate**, à paraître dans Electronics Letters.

N. Sarazin, M. Tordjman, M. Magis, J. Di Persio, E. Morvan, R. Aubry, O. Durand, M. Laurent, A. Sozza, M.-A. Di Forte-Poisson, S. Vandenbrouck, D. Ducatteau, E. Delos, C. Gaquière, D. Théron. **GaN cap layer influence on HEMT structural and electrical properties**, à paraître dans Solid States Electronics.

M-A. di Forte Poisson, N. Sarazin, M. Magis, M.Tordjman, J.Di. Persio, E.Morvan and F. Medjdoub. **LP MOCVD growth optimisation of InAlN/GaN heterostructures on sapphire and SiC substrates for HEMT application**, Proceeding of 12th European Workshop on Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy, Bratislava (slovakia). 2007.

M. A. Poisson, N. Sarazin, M. Magis, et al., **In situ epitaxial surface passivation of GaAlN/GaN HEMT heterostructures grown by LP-MOCVD**, J. of Crystal Growth, Vol .298 (Jan 2007), pp : 826-830

M. A. di Forte-Poisson, M. Magis, N. Sarazin, M. Tordjman, J. di Persio, **III-Nitrides semiconductor compounds for microwave devices**, Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 203(January 2006), pp. 185 – 193

A. Sozza, C. Dua, N. Sarazin, E. Morvan, S.L. Delage, F. Rampazzo, A. Tazzoli, F. Danesin, G.Meneghesso, E. Zanoni, A. Curutchet, N. Malbert and N. Labat, **Traps characterization in Si-doped GaN/AlGaIn/GaN HEMT on SiC by means of low frequency techniques**, Proceeding of HETECH 2005, 14th European Heterostructure Technology Workshop, Bratislava, October 2 - 5, 2005

N. Sarazin, M. Magis, M.Tordjman, J.Di Persio, O. Durand, M-A di Forte Poisson, **LP MOCVD grown GaAlN/GAN HEMT heterostructures : GaN cap layer influence**, Proceeding to EW-MOVPE XI, 5th- 8th june 2005, Lausanne Switzerland

N. Sarazin , O. Durand, M. Magis, M-A di Forte Poisson, J.Di Persio, **Structural characterisation of GaAlN/GaN HEMT heterostructures**, Proceeding of the E-MRS 2005 spring meeting, May 31 - June 3, 2005, Strasbourg. Applied Surface Science 253 (1): 228-231 Oct 31 2006

M.-A. di Forte Poisson, M. Magis, M. Tordjman, N. Sarazin, J. di Persio, **MOCVD growth of group III nitrides for high power, high frequency applications**, Phys. Stat. Solid. (c),Vol. 2(february 2005), pp. 947-955

M.-A. di Forte Poisson, M. Magis, M. Tordjman, R. Aubry, N. Sarazin, M. Peschang, E. Morvan, S.L. Delage, J. di Persio, R. Quéré et al., **LP-MOCVD growth of GaAlN/GaN heterostructures on silicon carbide: application to HEMT devices**, J. Cryst. Growth, Vol. 272, Issues 1-4, 10 December 2004, pp. 305-311

L. Vila, P. Vincent, L. Dauginet-De Pra, G. Pirio, E. Minoux, L. Gangloff, S. Demoustier-Champagne, N. Sarazin, E. Ferain, R. Legras, L. Piraux, P. Legagneux, **Growth and field-emission properties of vertically aligned cobalt nanowire arrays**, Nano Letters 4 (3), March 2004, pp. 521-524

RESUME

Les semiconducteurs à grande largeur de bande interdite et particulièrement les composés III-N tels que le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages sont, par leurs propriétés physiques et chimiques, de bons candidats pour la réalisation de composants de puissance à haute fréquence d'utilisation tels que les Transistors à Haute Mobilité Electronique (HEMT).

Dans la pratique, cette réalisation se heurte à des limitations technologiques et physiques. Ainsi, la problématique principale demeure la maîtrise des états de surface (pièges) qui dégradent les performances en fréquence des transistors. A l'heure actuelle, la solution privilégiée est l'utilisation d'une passivation de surface qui a pour effet de limiter les chutes de courant. Dans ce travail nous avons étudié les modifications de l'hétérostructure AlGaN/GaN introduite par l'ajout d'un « cap » de GaN, et de même l'utilisation d'une passivation in-situ obtenue par croissance LP-MOCVD à plus basse température, l'objectif ayant été de limiter l'influence des pièges sur les chutes de courant de drain en régime dynamique. L'impact de ces modifications a été étudié tant sur la qualité cristalline des matériaux obtenus que sur leurs propriétés électriques. Cette étude nous conduit à conclure que la structure sans « cap » reste la meilleure structure pour obtenir les meilleures performances à condition d'utiliser une bonne passivation.

Obtenir de fortes puissances est aussi étroitement lié aux densités de porteurs disponibles et implicitement à la densité de courant des transistors. Les propriétés particulières du matériau ternaire AlInN, en particulier une polarisation spontanée plus importante que celle de AlGaN, nous a conduit à étudier un nouveau système de matériau, basé sur ce ternaire. Les propriétés des composants obtenus se sont avérées particulièrement satisfaisantes. Pour la première fois, une densité de puissance de 6,8 W/mm pour une fréquence de 10 GHz a été atteinte sur ce type de matériau.

MOTS-CLEFS : HEMT ; GaN ; AlGaN ; AlInN ; « cap » ; MOCVD ; passivation

ABSTRACT

Wide bandgap semiconductors and specially III-nitrides like gallium nitride and its alloys are good candidate for high power electronics at high frequency. In practice, their realization suffers from technological and physical limitations. Thus, the main problem remains the control of surface states (traps) which degrade the transistor performances at high frequency. At present time, the best solution is the use of a surface passivation which limits the falls of current. In this work, we have studied the modifications of the AlGaN/GaN heterostructure introduced by the addition of a GaN cap layer, and by the addition of an in-situ passivation material layer obtained by LP-MOCVD growth at lower temperature, the objective being to limit the influence of traps in dynamical operation. The impact of these modifications has been studied both on the material crystalline quality and on their electrical properties. From this study we conclude that the standard structure remains the best structure to obtain optimal performances providing that a good passivation material is used.

To reach high powers is also closely related to the carrier densities available and implicitly to the current density exhibited by transistors. The particular properties of the ternary material AlInN, in particular a spontaneous polarization higher than that of AlGaN, has led us to study a new material system based on this ternary. The results of the processed components are particularly encouraging. For the first time, a power density of 6,8 W/mm at a frequency of 10 GHz has been reached with this type of material.

KEYWORDS : HEMT ; GaN ; AlGaN ; AlInN ; cap ; MOCVD ; passivation